

Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel

Directeur: Professeur Jean Rossel

Etude par le test de Treiman-Yang
de la diffusion quasi-élastique dans la
réaction $H(d, 2p)n$ à 20 MeV et dans
la réaction ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ à 50 MeV

Thèse

présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Neuchâtel

par

Jean-Pierre Egger

Physicien diplômé
de l' Université de Neuchâtel

Novembre 1971



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555024_0007

Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel

Directeur: Professeur Jean Rossel

Etude par le test de Treiman-Yang
de la diffusion quasi-élastique dans la
réaction $H(d, 2p)n$ à 20 MeV et dans
la réaction ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ à 50 MeV

Thèse

présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Neuchâtel

par

Jean-Pierre Egger

Physicien diplômé
de l' Université de Neuchâtel

Novembre 1971



à Aylinciğim

TABLE DES MATIERES

1ère partie : Etude de la diffusion quasi-élastique par le test de Treiman-Yang
dans la réaction $H(d,2p)n$ à 20 MeV.

	page
Chap. I - <u>INTRODUCTION</u>	1
Chap. II - <u>CINEMATIQUE</u>	5
II.1 Principe d'une expérience complète	5
II.2 Tableau des expériences complètes de fracture du deuton	5
II.3 Choix de situations expérimentales favorables pour l'application du test de Treiman-Yang	8
II.4 Cinématique des réactions parasites	15
Chap. III - <u>DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE ET ACQUISITION DES DONNEES</u>	17
III.1 Calcul du rendement et arrangement expérimental de la réaction $H(d,2p)n$	17
III.2 Electronique associée à l'expérience $H(d,2p)n$	18
Chap. IV - <u>PRESENTATION, TRAITEMENTS ET CONTROLES OFF-LINE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	27
IV.1 Présentation des résultats expérimentaux de la réaction $H(d,2p)n$	27
IV.2 Traitement off-line des résultats bruts	30
IV.3 Contrôles off-line des résultats	37
IV.4 Présentation des résultats expérimentaux après élimination du bruit de fond	38
Chap. V - <u>INTERPRETATION DES RESULTATS ET PARTIE THEORIQUE</u>	44
V.1 Section efficace absolue	44
V.2 Calcul des diagrammes par la méthode de Komarov-Popova et comparaison avec l'expérience	47
V.3 Effets "off-shell"	63

	page
V.4 Complément au test de Treiman-Yang	65
V.5 L'approximation de Kuckes-Wilson-Cooper (KWC)	68
V.6 Calcul des diagrammes par itération des équations de Faddeev et comparaison avec l'expérience	70
Chap. VI - <u>DISCUSSION ET CONSLUSIONS</u>	75
2ème partie : Etude par le test de Treiman-Yang de la diffusion quasi-élastique dans la réaction ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$ à 50 MeV	
Chap. VII - <u>GENERALITES</u>	78
VII.1 Introduction	78
VII.2 Tableau des expériences complètes des réactions ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(p,pa){}^2\text{H}$ et ${}^6\text{Li}(p,da)\text{H}$	80
Chap. VIII - <u>CINEMATIQUE</u>	82
VIII.1 Le système de l'antilaboratoire	82
VIII.2 Recherche de cinématiques dans le laboratoire qui correspondent à des situations favorables pour l'application du critère de Treiman-Yang	83
VIII.3 Cinématique des réactions parasites	85
Chap. IX - <u>APPAREILLAGE ET ACQUISITION DES DONNEES</u>	88
IX.1 Arrangement expérimental et rendement de la réaction ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$	88
IX.2 Electronique associée à l'expérience ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$	90
Chap. X - <u>PRESENTATION, TRAITEMENT ET CONTROLES DES RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	97
X.1 Présentation des résultats expérimentaux de la réaction ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$	97
X.2 Traitement et contrôles off-line des résultats bruts	99
X.3 Présentation des résultats expérimentaux après élimination du bruit de fond	101

Chap. XI -	<u>INTERPRETATION DES RESULTATS,</u>	
	<u>DISCUSSION ET CONCLUSIONS</u>	107
XI.1	Interprétation des résultats	107
XI.2	Discussion et conclusions	108

APPENDICE A : Calcul de $\theta_2(\psi, \epsilon)$; $\phi_2(\psi, \epsilon)$ et de E_2 dans le laboratoire A 1

APPENDICE B : Calcul des courbes cinématiques, énergies relatives et transferts d'impulsions B 1

APPENDICE C : Jacobien de passage de l'antilaboratoire au laboratoire C 1

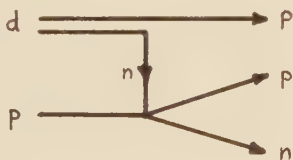
lère partie

Test de Treiman-Yang pour la diffusion quasi-élastique dans
la réaction $H(d,2p)n$ à 20 MeV

Chapitre I - INTRODUCTION

Durant ces dernières années le problème à 3 corps a été étudié de façon très extensive tant du point de vue de la théorie que de celui de l'expérience.

Les réactions produisant 3 particules dans le canal de sortie sont intéressantes parce qu'elles permettent de mettre en évidence 2 mécanismes propres à ce type de réaction. Ce sont l'interaction dans l'état final (final state interaction - FSI)⁽¹⁾, qui se manifeste lorsque 2 des particules sont émises avec une énergie relative faible et la diffusion quasi-élastique ou quasi-libre (quasi-free scattering - QFS) qui elle est importante lorsque le transfert d'impulsion est petit. On se représente le processus quasi-libre comme une interaction entre 2 particules pendant que la troisième reste spectatrice (approximation d'impulsion). Dans le cas de la réaction $H(d,2p)n$, on peut appliquer à la diffusion quasi-libre (DQL) la technique des diagrammes de Feynman. Le diagramme particulièrement simple décrivant la DQL est le suivant :



Ce diagramme est appelé diagramme polaire. On voit qu'il contient 2 processus virtuels : la désintégration du deuton et la réaction à 2 corps $n + p \rightarrow n + p$.

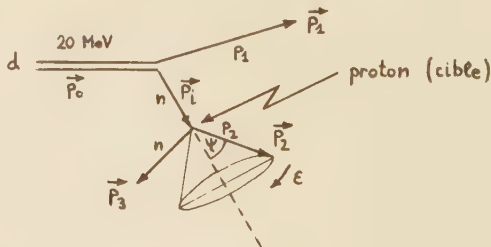
Un nombre important d'expériences cinématiquement complètes ont été réalisées à plusieurs énergies incidentes entre 6 et 160 MeV surtout avec la réaction $p + d \rightarrow p + p + n$ dans le but d'étudier soit l'interaction dans l'état final (IEF), soit la DQL. Les résultats expérimentaux de la DQL ont souvent été comparés à l'approximation d'impulsion de Kuckes-Wilson-Cooper (KWC)⁽²⁾ qui en général représente bien la forme des spectres, mais ne donne pas la valeur correcte pour la section efficace absolue.

(1) Voir par exemple : C. Lunke, Etude de l'interaction (n,p) dans l'état final au moyen de la réaction $D(n,np)$ à 14,1 MeV, Thèse Université de Neuchâtel (1970)

(2) A.F. Kuckes, R. Wilson, P.F. Cooper, Annals of Physics 15 (1961) 193

La différence entre la section efficace mesurée et calculée d'après KWC va d'un ordre de grandeur à l'énergie incidente de quelques MeV jusqu'à environ 10% à 156 MeV. Les différents auteurs en déduisent que la DQL est un processus qui est dominant surtout aux énergies incidentes élevées, ce qui est en accord avec le domaine de validité de l'approximation d'impulsion et le fait que l'énergie de la particule incidente doit être beaucoup plus grande que l'énergie de liaison du deuton ($-2,225$ MeV). D'autre part Niiler et al.⁽³⁾ ont mesuré simultanément l'IEF et la DQL dans la réaction $D(p,2p)n$ et ils ont montré que même à une énergie incidente faible de 9 à 12 MeV la section efficace absolue due à la DQL est environ 3 fois plus grande que la section efficace de l'IEF. Il est surprenant que la DQL joue un rôle aussi important à des énergies où la longueur d'onde nucléon-deuton est comparable aux dimensions du deuton et où le temps de transit du projectile à travers la région d'interaction est du même ordre de grandeur que la période du mouvement interne de la cible, donc où les conditions nécessaires pour la validité de l'approximation d'impulsion (AI) ne sont pas réalisées.

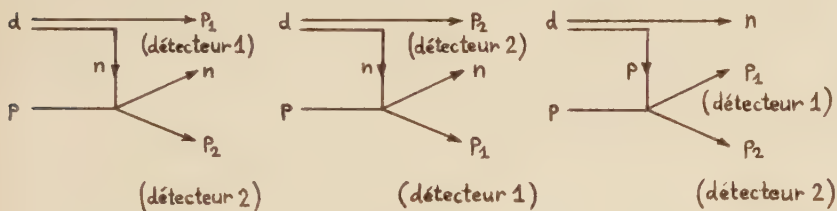
Le but de ce travail est de clarifier l'importance de la DQL à basse énergie, c'est-à-dire de déterminer s'il est possible de représenter à une énergie incidente de 20 MeV la réaction $H(d,2p)n$ par le diagramme de la figure précédente dans une région cinématique où le transfert d'impulsion est petit. Il existe un critère qui est une condition nécessaire pour la dominance du diagramme polaire et qui est indépendant de la dynamique des processus virtuels de la figure précédente : c'est le critère de Treiman-Yang⁽⁴⁾. Considérons le cas de la figure suivante où le deuton est le projectile et le proton la cible.



(3) A. Niiler, C. Joseph, V. Valkovic, W. von Witsch and G.C. Philips, Phys. Rev. 182-4 (1969) 1083

(4) S.B. Treiman and C.N. Yang, Phys. Rev. Letters 8 (1962) 140
I.S. Shapiro, V.M. Kolybasov and G.R. Augst, Nucl. Phys. 61 (1965) 353

En détectant le proton p_1 nous pouvons fixer dans le laboratoire son impulsion $\vec{p}_1$. L'impulsion $\vec{p}_1$ du neutron échangé sera donnée par $\vec{p}_1 = \vec{p}_0 - \vec{p}_1$ et sa direction par $\frac{\vec{p}_1}{|\vec{p}_1|}$. Nous pouvons alors tourner le détecteur 2 d'un angle ϵ autour de la direction du neutron échangé en décrivant un cône d'ouverture γ (cf figure précédente). La section efficace $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1$ ne doit pas varier lors de cette rotation pour une impulsion $\vec{p}_1$ du proton spectateur fixée. La direction $\frac{\vec{p}_1}{|\vec{p}_1|}$ est appelée "axe de Treiman-Yang". Dans le cas où 2 des 3 particules dans l'état final sont indiscernables nous avons 3 diagrammes polaires qui contribuent à l'élément de matrice comme l'indique la figure suivante :



Il faut s'assurer que parmi ces 3 graphes, celui qui nous intéresse donne une contribution dominante à l'élément de matrice. Ceci est obtenu en choisissant un transfert d'impulsion $\vec{q}_1 = \vec{p}_1 - \frac{1}{2}\vec{p}_0$ petit; en d'autres termes il faut que $\frac{q_1^2}{2m_1}$ soit plus petit que l'énergie de liaison du deuton. D'autre part il faut que dans la région cinématique considérée les énergies relatives (n,p) et (p,p) soient suffisamment grandes pour qu'il n'y ait pas de contribution importante due à une IEF. Ces conditions cinématiques imposent des géométries très élaborées (détection non coplanaire, angles très faibles vers l'avant) se traduisant par des mesures très longues pour des particules chargées. La détermination de configurations géométriques favorables mettant en évidence le mécanisme de la DQL pour la réaction $H(d,2p)n$ en tenant compte des différentes restrictions imposées sera discutée dans le chapitre cinématique.

Malgré le choix de configurations expérimentales favorisant la DQL des maxima de section efficace dus à des IEF sont présents à l'extérieur des domaines cinématiques considérés. Dans le présent travail ces maxima n'ont pas été utilisés, comme cela est possible, pour déterminer les paramètres de l'interaction nucléon-nucléon à basse énergie qui sont la longueur de diffusion a et la portée effective r_0 . Une description détaillée de l'IEF est donnée dans (1).

La bonne connaissance de la fonction d'onde du deuton (fonction d'onde de Hulthén) permet de calculer les diagrammes polaires, triangulaires, etc. par la méthode de Komarov et Popova⁽⁵⁾. D'autre part des diagrammes peuvent aussi être calculés par itération des équations de Faddeev⁽⁶⁾. Ces méthodes basées sur une sommation des différents diagrammes en tenant compte de la dépendance du spin et de l'isospin, ainsi que de l'antisymétrie totale des fonctions d'onde dans le calcul des éléments de matrice permettent de représenter à la fois l'IEF et la DQL. Les valeurs théoriques pour la section efficace obtenue par le calcul des diagrammes polaires et d'ordre supérieur seront discutées dans le chapitre sur l'interprétation des résultats.

L'utilisation de la série des rediffusions obtenue à partir des équations de Faddeev pose le problème de la convergence à basse énergie. Il est en principe possible de résoudre pour des potentiels séparables les équations de Faddeev exactement, évitant ainsi un développement en série. Mais l'approximation grossière du potentiel séparable ne justifie pas encore les moyens considérables en calcul par ordinateur nécessaires pour un tel travail.

(5) V.V. Komarov and Anna M. Popova, Nucl. Phys. 54 (1964) 278

(6) C. Perrin, J.S. Gondrand, M. Durand, S. Desreumaux and R. Bouchez, Three Body Problems in Nuclear and Particle Physics, Proc. of the Birmingham Conference, eds J.S.C. McKee and P.M. Rolph (1969) 26

Chapitre II - CINEMATIQUE

II.1 Principe d'une expérience complète

Une expérience est dite complète si le nombre des grandeurs physiques mesurées permet de déterminer toutes les variables du problème. Lors d'une réaction avec 3 particules dans l'état final et en négligeant le spin et l'isospin il suffit de connaître par exemple les 3 impulsions (9 paramètres) c'est-à-dire les 3 énergies (3 paramètres) et les directions (6 paramètres) des particules. La conservation de l'impulsion et de l'énergie nous donne 4 relations entre ces 9 paramètres. Nous voyons qu'une réaction à 3 corps dépend donc de 5 grandeurs et pour réaliser une expérience complète il faut donc déterminer au minimum ces 5 paramètres. Dans notre cas nous mesurons l'énergie de 2 particules dans des directions fixées; nous avons ainsi une redondance qui se traduit par une relation entre l'énergie des 2 particules mesurées : $E_2 = f(E_1)$. Dans le plan E_1 - E_2 tous les événements de la fracture du deuton se trouvent alors sur une ligne qu'on appelle courbe cinématique.

II.2 Tableau des expériences complètes de fracture du deuton

Nous présentons plus loin un tableau des expériences complètes de fracture du deuton réalisées jusqu'à présent en indiquant l'énergie incidente (E_0), le type de phénomène étudié (IEF ou DQL), les théories et approximations utilisées pour l'interprétation et les résultats obtenus.

Réaction	Auteurs	Référence	Energie incidente	Phénomène étudié	Théorie ou approximation	Facteur de normalisation (DQL) ou résultat (IEF)
D(p,2p)n	A.F. Kuckes et coll.	AP <u>15</u> (1961)193	145 MeV	DQL	KWC	0,67 - 0,94
D(p,2p)n	R.E. Warner	PR <u>132</u> (1963)2621	18,2 MeV	DQL	KWC+Frank-Gammel	0,25
D(p,2p)n	R.J. Griffiths et K.M. Knight	NP <u>54</u> (1964)56	50 MeV	DQL	KWC	0,4
D(p,2p)n	S.M. Bunch et coll.	RMP <u>37</u> (1965)528	31 MeV	DQL	KWC	1
D(p,2p)n	I. Šlaus et coll.	PL <u>23</u> (1966)358	46 MeV	DQL+IEF	KWC, Watson ⁽¹⁾ , Born	0,24 - 0,31
D(p,2p)n	W.D. Simpson et coll.	NP <u>AL03</u> (1967)197	9,0 et 10,5 MeV	IEF	PGB(2)	-
D(p,2p)n	A. Niller et coll.	PR <u>182</u> (1969)1083	6,5 à 13 MeV	IEF et DQL	KWC, PGB, Watson	0,1; $a_{np} = -23,9 \pm 0,8$ fm
D(p,2p)n	H. Jeremie et T. Grandy	NP <u>AL32</u> (1969)571	5 à 10 MeV	IEF et DQL	Watson	$a_{np} = -24 \pm 1,2$ fm
D(p,2p)n	E.L. Petersen et coll.	PR <u>188</u> (1969)497	23,5 à 47,1 MeV	DQL	KWC	0,3 - 0,6
D(p,2p)n	J.L. Durand et coll.	J.Phys. <u>C2</u> (1970)196	21,5 à 56,4 MeV	DQL	KWC, KP, Faddeev	0,2 - 0,6
D(p,2p)n	F. Takeuchi et coll.	NP <u>AL52</u> (1970)434	156 MeV	DQL	KWC, Everett, L'Huillier	1
D(p,2p)n	C.N. Brown et E.H. Thorndike	PR <u>177</u> (1969)2067	200 MeV	DQL	KWC	1
D(p,2p)n	P.J. Pan et J.E. Crawford	NP <u>AL50</u> (1970)216	100 MeV	DQL	KWC	0,76 - 0,80
D(p,2p)n	D.J. Margaziotis et coll.	PR <u>C2</u> (1970)2050	14 à 57 MeV	DQL	KWC	0,086 - 0,55
D(p,2p)n	V. Valković et coll.	PL <u>33B</u> (1970)208	4,5 - 13 MeV	DQL	KWC	0,2
D(p,2p)n	V. Valković et coll.	PRL <u>26</u> (1971)394	12 MeV	DQL	KWC	0,2

(1) K.M. Watson, Phys. Rev. 88 (1952) 1163; A.B. Migdal, Soviet Phys.-JETP 1 (1955) 2

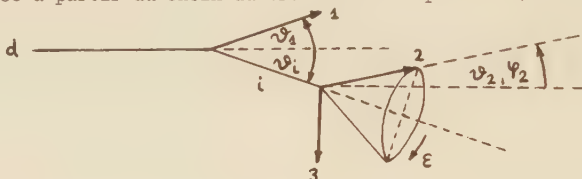
(2) Approximation PGB : Nucl. Phys. 21 (1960) 327

Réaction	Auteurs	Référence	Energie incidente	Phénomène étudié	Théorie ou approximation	Facteur de normalisation (DQL) ou résultat (IEF)
H(d,2p)n	P.F. Donovan	RMP <u>37</u> (1965)501	21,1 MeV	IEF	PGB	$a_{np} = -23,8 \pm 0,5$ fm
H(d,2p)n	H. Brückmann et coll.	NP <u>A157</u> (1970)209	52 MeV	IEF	Watson	$a_{np} = -23,2 \pm 0,6$ fm
H(d,2p)n	B. Kühn et coll.	NP <u>A120</u> (1968)285	14 MeV	DQL	diagr.polaire (KP)	0,1
D(n,2n)p	I. Šlaus et coll.	PRL <u>26</u> (1971)789	14,1 MeV	DQL	KWC, Faddeev	0,236
D(n,2n)p	C. Perrin et coll.	(A)	14,5 MeV	FSI	Watson, Faddeev	$a_{nn} < a_{np}$
D(n,2n)p	H. Grässler et R.Honecker	NP <u>A136</u> (1969)446	14,1 MeV	FSI	Born + FSI(n,n) Watson	$a_{nn} = 16,2 \pm 2,2$ fm (Born) $= -24,3$ fm (Watson)
D(n,2n)p	B. Zeitnitz et coll.	PL <u>28B</u> (1969)420	18,5 MeV	FSI	Watson	$a_{nn} = -16,1 \pm 2,9$ fm
D(n,2n)p	C. Lunke et coll.	NP <u>A158</u> (1970)278	14,1 MeV	FSI	Watson + diagramme polaire	$a_{np} = -23,0 \pm 1,7$ fm

II.3 Choix de situations expérimentales favorables pour l'application du test de Treiman-Yang

1) Détermination des angles de détection et des énergies des particules

Après avoir choisi l'énergie incidente de 20 MeV, nous imposons l'énergie E_1 et l'angle ϑ_1 de la particule 1 (spectateur) dans la région cinématique considérée à partir du choix du transfert d'impulsion (cf figure) :



Le transfert d'impulsion $\vec{q}_1$, tel que $\frac{q_1^2}{2m_1} = 0,9$ MeV est donné en se plaçant dans le système où le deuton est au repos (antilaboratoire). Si l'on admet que la particule 1 a dans le deuton une énergie de 0,9 MeV et si ϑ_1 dans le système du deuton est égal à 90° ce qui est important pour que ϑ_1 dans le laboratoire s'écarte le plus possible de la direction vers l'avant, on obtient le transfert d'impulsion correct et le meilleur angle ϑ_1 de détection possible. Les valeurs pour E_1 et ϑ_1 seront :

$$E_1 = \frac{1}{2} E_0 + \frac{q_1^2}{2m_1} = 10,9 \text{ MeV} \quad (\text{voir V.5, partie théorique})$$

$$\vartheta_1 = 16,5^\circ \text{ obtenu à partir de } \frac{q_1^2}{2m_1} = E_1 + \frac{1}{2} E_0 - \sqrt{2E_0 E_1} \cos \vartheta_1 = 0,9 \text{ MeV}$$

La direction de la particule échangée ("axe de Treiman-Yang") est donnée par

$$\frac{\vec{P}_i}{|\vec{P}_i|} \quad \text{avec} \quad \vec{P}_i = \vec{P}_0 - \vec{P}_1$$

On obtient $\vartheta_i = 16,5^\circ$ mais du côté opposé à ϑ_1 par rapport au faisceau incident ($\varphi_i - \varphi_1 = 180^\circ$).

Le choix de $\mathcal{Y}$ (ouverture du cône) peut se faire comme suit. Il faut déterminer l'ouverture maximum possible du cône compatible avec une solution réelle de l'équation des courbes cinématiques $E_2 = f(E_1)$. En outre, ϵ doit varier de 0° à 180° et E_2 doit être suffisamment grand pour permettre une détection avec un télescope $\Delta E-E$ (identification des particules). Les calculs de $\vartheta_2(\mathcal{Y}, \epsilon)$, $\varphi_2(\mathcal{Y}, \epsilon)$ et E_2 sont donnés en appendice A.

On obtient $E_2 = 4,75$ MeV. Les angles de détection pour les valeurs de ϵ correspondant à nos mesures sont donnés ci-dessous :

ϵ	θ_1	ϕ_1	θ_2	ϕ_2
0°	$16,5^\circ$	180°	$36,5^\circ$	0°
25°	$16,5^\circ$	180°	36°	$14,5^\circ$
45°	$16,5^\circ$	180°	34°	$26,5^\circ$
60°	$16,5^\circ$	180°	$31,5^\circ$	$34,5^\circ$
90°	$16,5^\circ$	180°	26°	$51,5^\circ$
110°	$16,5^\circ$	180°	21°	64°

2) Calcul des courbes cinématiques

Pour chaque ϵ l'ensemble des angles θ_1, ϕ_1 et θ_2, ϕ_2 nous permet de calculer la courbe cinématique $E_2 = f(E_1)$ pour des détecteurs ponctuels. Toutes les courbes cinématiques se croisent en un point pour $E_1 = 10,9$ MeV et $E_2 = 4,75$ MeV, au point de Treiman-Yang. Cela résulte du fait que le point (10,9 MeV; 4,75 MeV) fait partie de toutes les courbes cinématiques. Les deux courbes cinématiques extrêmes ($\epsilon = 0^\circ$ et $\epsilon = 110^\circ$) sont dessinées en figure 1.

3) Calcul des énergies relatives et des transferts d'impulsion

Pour que la diffusion quasi-libre soit facilement observable, il faut qu'elle soit bien séparée sur la courbe cinématique des différentes interactions dans l'état final. Dans la région du point de T-Y les différentes énergies relatives doivent être suffisamment grandes pour ne pas donner de contribution importante à l'élément de matrice. De plus les énergies relatives doivent changer le moins possible lors d'une variation de ϵ . La figure 2 indique les différents domaines où les IEF et DQL sont attendues dans le cas où $\epsilon = 0^\circ$. Le détail du calcul des courbes cinématiques, des énergies relatives et des transferts d'impulsion est donné en appendice B.

$H(d,2p)n$

$E_0 = 20 \text{ MeV}$

Courbes cinématiques pour $\epsilon = 0^\circ$ ———

$\epsilon = 110^\circ$ ———

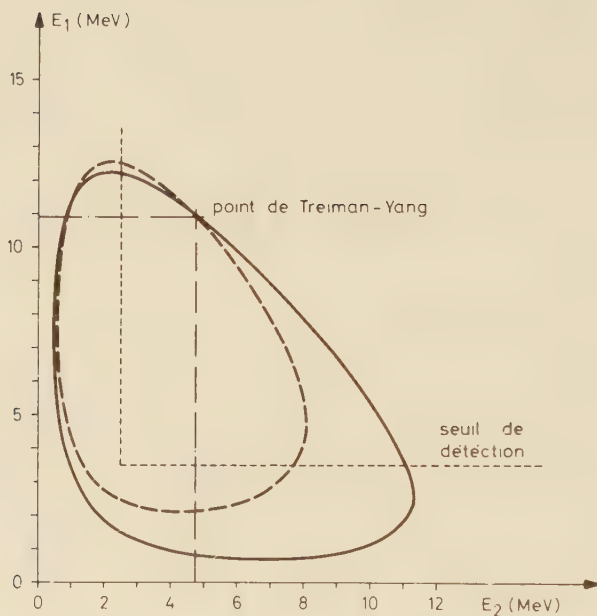


Fig. 1 : Courbes cinématiques $E_1 = f(E_2)$ pour les angles de Treiman-Yang $\epsilon = 0^\circ$ et $\epsilon = 110^\circ$.

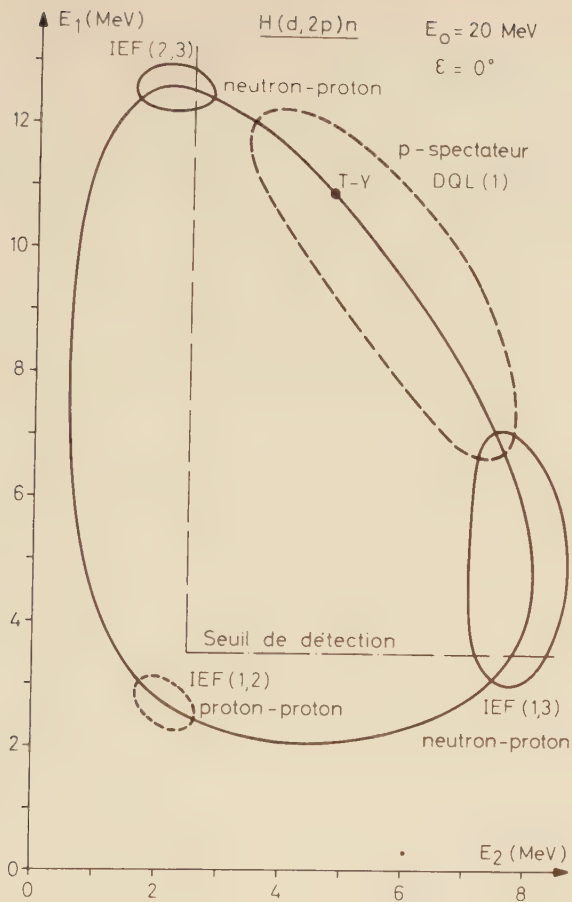
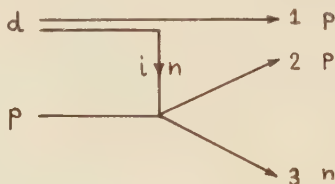


Fig. 2 : Courbe cinématique pour $\epsilon = 0^\circ$ avec les différents domaines correspondant à des DQL et des IEF.

4) Vérification de la prédominance du diagramme polaire principal⁽⁷⁾

Il s'agit de vérifier que le diagramme polaire que nous voulons tester (diagramme principal) donne une contribution prédominante à l'élément de matrice par rapport aux 2 autres graphes polaires possible. Notre diagramme principal est celui où le proton spectateur est mesuré dans le télescope 1 et l'autre proton dans le télescope 2 (cf. figure).



Nous dessinons les courbes cinématiques dans les plans des énergies relatives en fonction des transferts d'impulsion :

$$E_{jk} = f\left(\frac{q_i^2}{m_i}\right) \quad \text{avec } i, j, k = \text{permutation cyclique de } 1, 2, 3$$

Le premier quadrant correspond à la région physique, les autres contiennent les pôles en énergie relative

$$\text{triplet: } -\frac{\hbar^2 \alpha_t^2}{m} = -2,225 \text{ MeV} \quad \text{et singulet: } -\frac{\hbar^2 \alpha_s^2}{m} = -0,067 \text{ MeV}$$

(voir partie théorique)

et en transfert d'impulsion

$$-\frac{\hbar^2 \alpha_t^2}{m} = -2,225 \text{ MeV.}$$

La figure 3 représente la courbe cinématique pour le diagramme principal. Cette courbe est la même pour tout angle $\mathcal{E}$ puisque lors d'une rotation autour de l'axe de T-Y l'énergie relative (2,3) et le transfert d'impulsion (1) ne varient pas. Les mêmes courbes sont dessinées pour $\mathcal{E} = 0^\circ$ et 90° pour les deux autres diagrammes polaires (figures 4 et 5). Dans ce cas les courbes varient fortement avec $\mathcal{E}$. Vu la position des pôles on peut s'attendre à une augmentation de la section efficace quand une des courbes s'approche d'un des axes.

(7) G.F. Chew and F.E. Low, Phys. Rev. 113 (1959) 1640

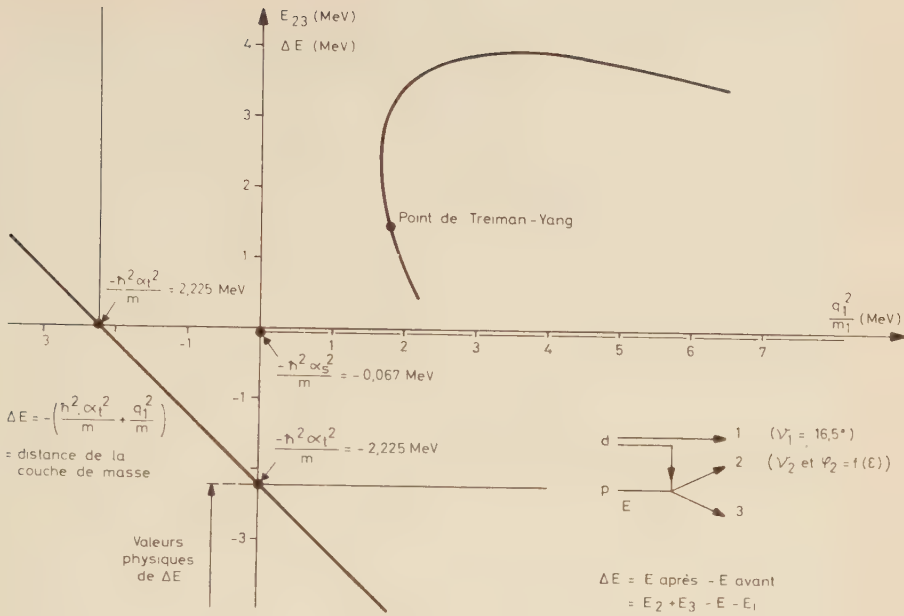


Fig. 3 : Courbe cinématique dans le plan $(\frac{q_1^2}{m_1}; E_{23})$. La courbe est la même pour toute valeur de ϵ . ΔE est la distance de la couche de masse. Les droites parallèles aux axes indiquent les pôles en transfert d'impulsion $\vec{q}_1$ et en énergie relative E_{23} .

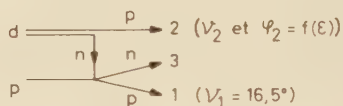
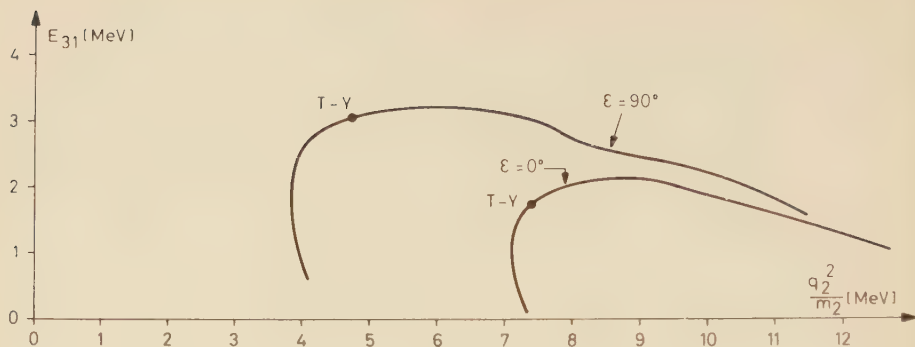


Fig. 4 : Courbe cinématique dans le plan $(\frac{q_2^2}{m_2}; E_{31})$ pour $\epsilon = 0^\circ$ et 90° .

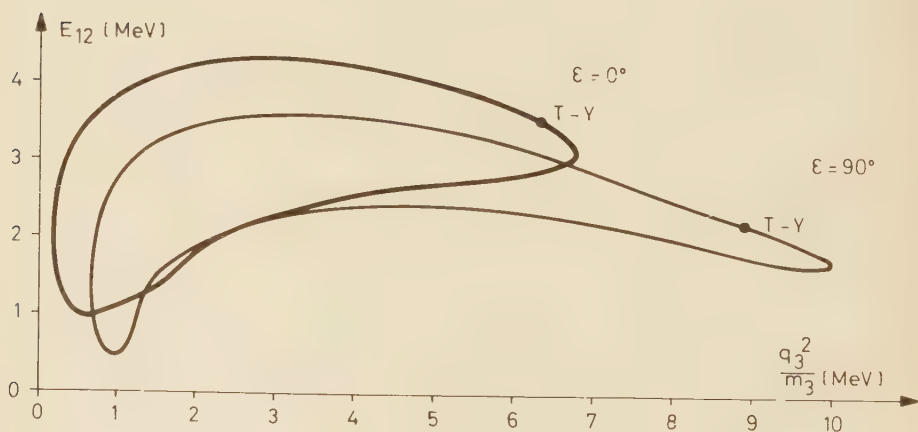
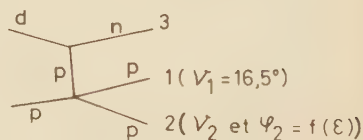


Fig. 5 : Courbe cinématique dans le plan $(\frac{q_3^2}{m_3}; E_{12})$ pour $\epsilon = 0^\circ$ et 90° .



La condition pour la prédominance du diagramme polaire principal est que le point de T-Y correspondant soit le plus près possible du pôle en transfert d'impulsion. Par contre, les autres points de T-Y doivent être très éloignés à la fois des pôles en énergie relative et en transfert d'impulsion. Dans notre cas le point de T-Y du diagramme principal est à $\frac{q_1^2}{m} = 1,8$ MeV et $E_{23} = 1,45$ MeV. Cette dernière valeur, relativement faible comparée aux autres énergies relatives, peut donner une contribution d'IEF à la section efficace mais elle ne varie pas avec ϵ .

II.4 Cinématique des réactions parasites

Dans le plan E_1 - E_2 les événements parasites sont en général des réactions à deux corps ou des diffusions élastiques détectées dans un des télescopes en coïncidence fortuite avec des impulsions quelconques détectées dans l'autre. Ces coïncidences parasites se présentent donc sous forme de droites parallèles aux axes E_1 et E_2 . La figure 6 indique la position par rapport à la courbe cinématique ($\epsilon = 0^\circ$) des fortuites les plus probables pour la cible de polyéthylène (CH_2) utilisée. Ce sont la diffusion élastique $\text{H}(d,d)\text{H}$ (si $\vartheta_i \leq 30^\circ$), le proton de recul et les diffusions élastiques et inélastiques sur le carbone. Si les lignes sont des coïncidences p-d ou d-d elles peuvent être facilement éliminées par identification des particules. Par contre une ligne de protons qui croise la courbe cinématique ne permet pas de séparation. Il faut donc éviter des configurations d'angles qui permettent des coïncidences fortuites p-p en un endroit de la courbe cinématique. Dans notre cas, comme le montre la figure 6, il n'y a que des réactions (d,d') , (d,α) et $(d,^3\text{He})$ qui croisent la courbe cinématique. Par ailleurs les lignes accidentelles sont utiles pour l'étalonnage en énergie des voies E_1 et E_2 .

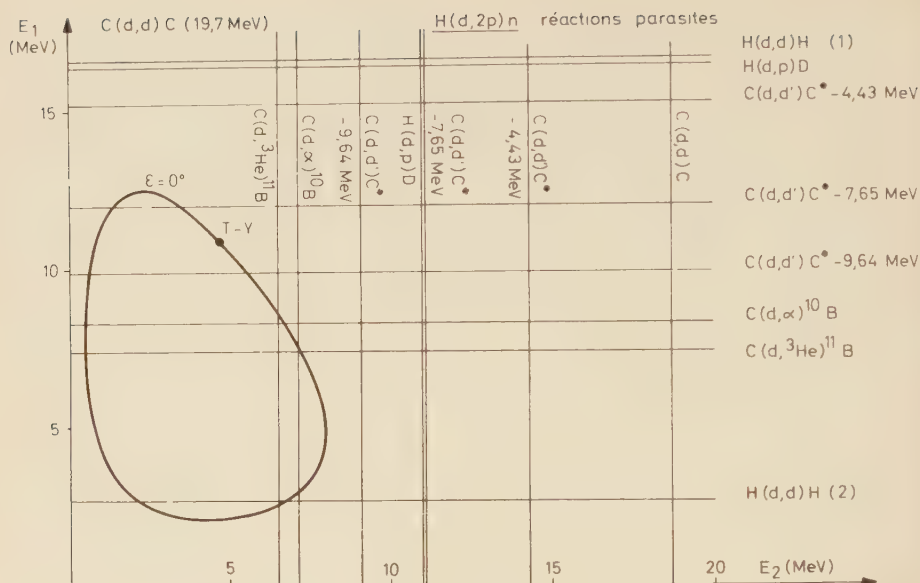


Fig. 6 : Cinématique des réactions parasites

Arrangement expérimental

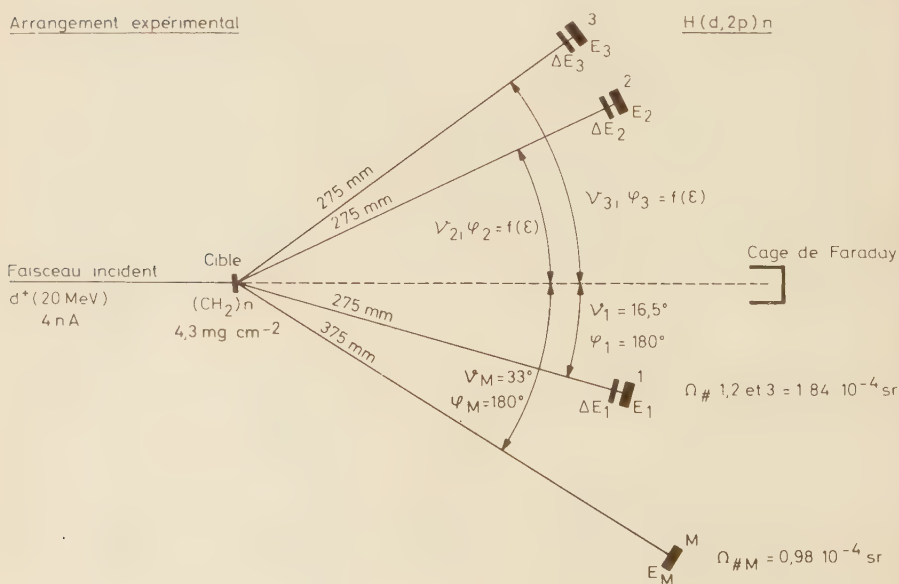


Fig. 7 : Arrangement expérimental.

Chapitre III - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE ET ACQUISITION DES DONNEES

III.1 Calcul du rendement et arrangement expérimental de la réaction $H(d,2p)n$

Après avoir choisi des situations expérimentales favorables pour l'application du test de Treiman-Yang, il est nécessaire d'effectuer un calcul approximatif des taux de comptage auxquels on doit s'attendre. Ceci est important puisqu'il n'est pas possible de disposer du cyclotron isochrone de Grenoble de façon permanente. De plus l'angle de $16,5^\circ$ du télescope 1 est très petit et la distribution des événements parasites de la diffusion élastique $H(d,d)H$ est pointée fortement vers l'avant puisque le projectile est plus lourd que la cible. Nous sommes donc limités en courant de deutons incidents pour éviter une surcharge des détecteurs à jonction de la voie 1. Après avoir mesuré cette charge (taux d'impacts) nous avons choisi un courant moyen de 4 nA qui correspond à 8000 coups s^{-1} sur les jonctions de la voie 1.

Le calcul de la durée de mesure se base sur les hypothèses suivantes :

- Précision de 10 % sur le nombre d'événements par canal de 250 keV environ (donc 100 coups par canal).
- Cible de polyéthylène mince de 4,3 mg cm^{-2}
- Petite ouverture des détecteurs de 4 mm à une distance de 26 cm, donc $\Delta\Omega_i = 0,2$ m sr.
- Section efficace $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE}$ attendue égale à 10 mb $sr^{-2} MeV^{-1}$ environ ⁽⁸⁾.
- Courant de 4 nA.

Le nombre d'événements $\frac{dN}{dE}$ par MeV par seconde sera donné par :

$$\frac{dN}{dE} = N \cdot n_H \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} \Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2$$

$$\text{avec : } N = \frac{I}{e} = \frac{4 \cdot 10^{-9} \text{ Cs}^{-1}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}}$$

$$n_H = \text{nombre de noyaux d'hydrogène par } cm^2 = 3,7 \cdot 10^{20} \text{ noyaux } cm^{-2}$$

$$\Delta\Omega_1 = \Delta\Omega_2 = \text{angles solides soustendus par les télescopes} = 0,2 \text{ m sr.}$$

(8) B. Kühn et coll., Nucl. Phys. A120 (1968) 285

On obtient : $\frac{dN}{dE} = 3,7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1} \approx 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ canal}^{-1}$

autrement dit, 3-4 événements par heure par canal. La durée de la mesure sera donc de 30 heures au minimum pour une seule configuration cinématique. Pour avoir une marge de sécurité nous devons compter 50 h par point. Mais ceci est très long en comparaison avec d'autres expériences qui se font actuellement au cyclotron de Grenoble. Pour réduire ce temps de mesure sans perdre de résolution angulaire ou en énergie, nous mesurons simultanément 2 configurations différentes. Cette façon de procéder a l'avantage de donner des sections efficaces relatives sans utiliser le monitoring et permet d'intervertir les angles des télescopes périodiquement pour corriger des erreurs systématiques éventuelles. L'arrangement expérimental est indiqué dans la figure 7. les protons sont détectés en coïncidence 1-2 ou 1-3 par 3 télescopes $\Delta E-E$ (détecteurs au Si) placés dans une chambre à réaction sphérique de 1,2 m de diamètre, permettant de sortir du plan. Cette chambre a été décrite en détail ailleurs⁽⁹⁾. Un moniteur est placé à $\theta_M = 33^\circ$ dans le plan.

III.2 Electronique associée à l'expérience H(d,2p)n

Le schéma électronique sera divisé en quatre parties, à savoir :

- Identification des particules
- Voies rapides, sélection temporelle des impulsions (fig. 8 et 9)
- Voies spectrométriques, codage, interface, calculateur on-line (fig. 10 et 11)
- Monitoring (fig. 12 et 13).

Les abréviations suivantes seront utilisées par la suite (l'indice 1 se rapporte au proton détecté dans le télescope à $16,5^\circ$) :

: Télescope ou détecteur

PAC : Préamplificateur de charge rapide

AP : Amplificateur rapide

DR : Discriminateur rapide

D : Distributeur

CO : Unité de coïncidence

(9) J. Durisch, W. Neumann et J. Rossel, N.I.M. 80 (1970) 1

CTA : Convertisseur temps-amplitude

CA : Codeur analogique-numérique (type IPN 2000)

BM : Bloc mémoire

MAP : Amplificateur avec mise en forme

M : Mélangeur

TdV : Temps de vol (p. ex. TdV 1-3 : Différence de temps de vol entre le proton 1 et le proton 3)

SA : Analyseur multicanaux

MC : Analyseur monocanal

MT68 : Programmeur

I : Interface entre le programmeur et la calculateur on-line (PDP 9)

DL : Discriminateur lent

E : Echelles

1) Identification des particules

La plupart des méthodes d'identification consistent à mesurer la perte d'énergie (ΔE) d'une particule dans un premier détecteur et l'énergie restante (E) dans un second détecteur. Des considérations cinématiques et physiques nous imposent l'épaisseur des jonctions ΔE et E . La jonction E doit être assez épaisse pour arrêter toutes les particules qui nous intéressent. Nous utilisons des jonctions de Si dotées au Li de 4 mm qui permettent de stopper des protons de 26 MeV. L'épaisseur de la jonction ΔE est un compromis. D'une part on désire une jonction ΔE la plus mince possible pour que le seuil en énergie introduit par la coïncidence ΔE - E soit très bas; par contre elle doit être assez épaisse pour que les particules d'énergie maximale aient une perte d'énergie suffisante pour donner un signal utile. L'épaisseur de nos jonctions ΔE à barrière de surface varie entre 35 μ et 58 μ .

2) Voies rapides, sélection temporelle des impulsions (fig. 8 et 9)

Le but de l'électronique rapide est de trier, parmi le flux élevé d'impulsions provenant des trois télescopes, celles qui ont une séquence temporelle compatible avec la réaction étudiée. La sélection se fait à l'aide de coïncidences ΔE_1 - E_1 et de convertisseurs temps-amplitude utilisés comme coïncidences (voir fig. 8).

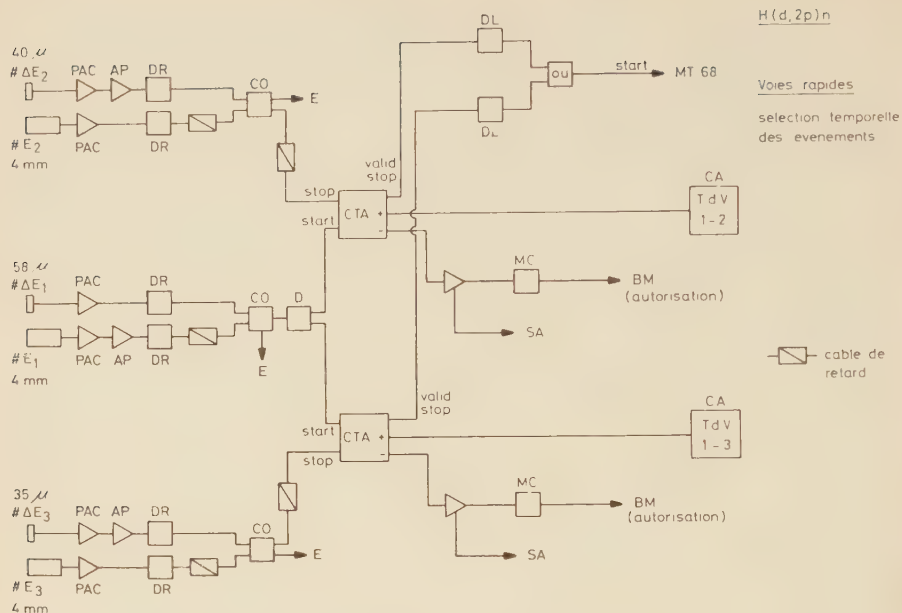


Fig. 8 : Schéma de l'électronique rapide

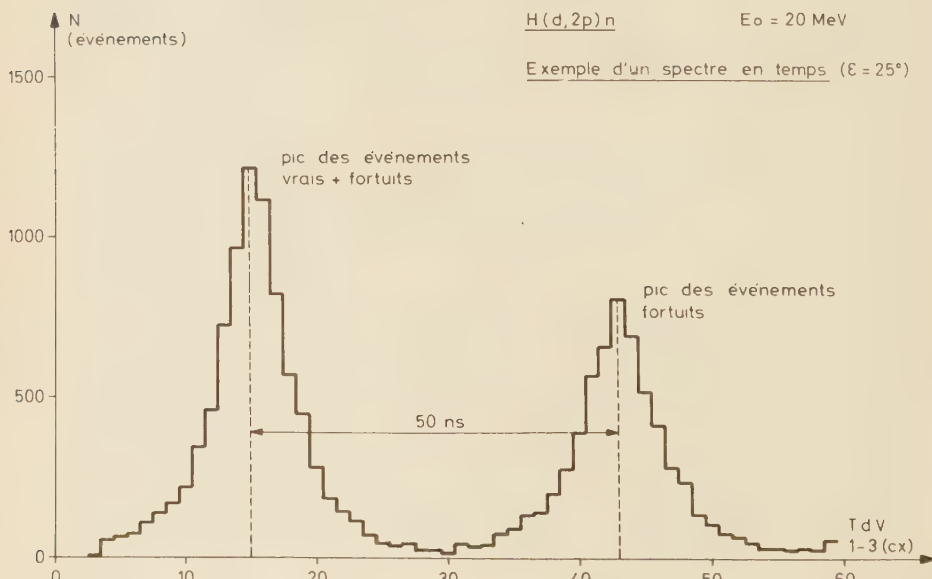


Fig. 9 : Exemple d'un spectre en temps : Différence de temps de vol entre la voie 1 et la voie 3 pour $\epsilon = 25^\circ$.

Comme nous mesurons simultanément 2 configurations différentes, la voie 1 est la voie commune aux deux expériences. Les coïncidences $\Delta E_i - E_i$ permettent d'avoir une bonne définition du temps grâce au temps de montée faible des jonctions ΔE_i et réduisent les fortuites dues au bruit de fond thermique des jonctions. Les coïncidences 1-2 et 1-3 sont réalisées avec des convertisseurs temps-amplitude d'une plage de 100 ns qui délivrent une impulsion dont la hauteur est une fonction linéaire croissante de la différence de temps entre l'arrivée d'une impulsion "start" (voie 1) et celle d'une impulsion "stop" (voie 2 ou 3). Le faisceau du cyclotron étant pulsé avec une période de 50 ns environ, il existe en plus des événements vrais deux sortes de fortuites. Ce sont les coïncidences fortuites dans un même paquet de particules et les coïncidences fortuites entre 2 paquets de particules consécutifs. S'il n'y avait que des événements forts, tous les paquets contiendraient statistiquement le même nombre d'événements. Puisqu'il n'est pas possible d'avoir de vraies coïncidences entre deux paquets différents, le pic contenant les vrais événements doit être plus important que celui des fortuites. La figure 9 donne comme exemple le spectre en temps 1-3 pour la configuration $\xi = 25^\circ$ pour une durée de mesure de 10 heures environ. Ainsi l'utilisation de CTA pour la coïncidence de deux voies se traduit, après coup, par une réduction du bruit de fond par l'élimination du pic des fortuites ou par soustraction statistique : événements (vrais + fortuits) - événements fortuits. En outre cette méthode permet un certain nombre de contrôles off-line qui seront discutés dans le chapitre sur le traitement des données.

La sortie "valid stop" des CTA est utilisée comme "start" pour le programmeur MT68 qui choisit alors l'événement en lisant le contenu des 8 CA. La sortie positive des CTA attaque les CA et la sortie négative permet la visualisation du spectre en temps par un analyseur multicanaux et autorise le BM 96 pour une visualisation biparamétrique des événements sous condition d'être dans le bon pic en temps.

Pour un courant de deutons de 4 nA les taux de comptage expérimentaux des différentes voies sont par exemple dans le cas de la mesure simultanée $\xi = 0^\circ$ et 60° :

coïncidence ΔE_1-E_1	($\theta_1 = 16,5^\circ$)	$\sim$	6000 coups par seconde
" ΔE_2-E_2	($\theta_2 = 36,5^\circ$)	$\sim$	390 " " "
" ΔE_3-E_3	($\theta_3 = 31,5^\circ$)	$\sim$	400 " " "
sortie CTA 1-2		$\sim$	0,31 " " "
" CTA 1-3		$\sim$	0,35 " " "

3) Voies spectrométriques, codage, interface, calculateur on-line

(fig. 10 et 11)

Les impulsions délivrées par la sortie spectrométrique des PAC sont amplifiées et formées par les MAP (fig. 10). Il est possible de brancher la deuxième sortie d'un MAP sur un analyseur multicanaux (SA) pour obtenir un spectre libre. Cela permet d'avoir un double monitoring. Les mélangeurs additionnent les impulsions ΔE_i et E_i et les amplitudes ainsi obtenues sont codées dans les CA sous forme de nombres entiers compris entre 0 et 2000. Le transfert CA - MT 68 se fait sur quatre décades. Le programmeur MT 68 peut accepter l'information simultanée de 12 codeurs au maximum. Les codeurs ne sont lus que si le MT 68 a été sensibilisé par un "start" provenant de l'un ou l'autre des CTA. Dans notre cas nous avons 8 codeurs (voir fig. 11). On appelle donc "événement" un ensemble de 8 grandeurs physiques (six énergies et deux temps de vol) qui satisfont les critères imposés par l'électronique. Ces événements peuvent appartenir à la configuration cinématique 1-2 (les codeurs 1,2,3,4,8 sont $\neq 0$) ou à la configuration 1-3 (les codeurs 3,4,5,6,7 sont $\neq 0$).

Le programmeur MT 68 lit les huit codeurs, fait une conversion décimale-binaire et envoie le contenu des codeurs en le divisant par 4 (512 cx maximum) à travers l'interface sur la PDP-9 on-line. D'autre part on peut afficher sur le MT 68 le contenu de deux codeurs au choix et envoyer aussi l'information de deux codeurs au choix sur le BM 96 pour visualisation biparamétrique en 64×64 canaux. Les événements sont inscrits par blocs de 40 sur une bande magnétique "magtape" 9 pistes compatible avec les grands ordinateurs. Pendant des changements d'angle ou des interruptions de faisceau il est possible de faire un certain nombre de contrôles du bon fonctionnement de l'expérience en relisant la bande magnétique et en sortant des spectres et des matrices de codeurs.

H(d,2p)n Voies spectrométrique

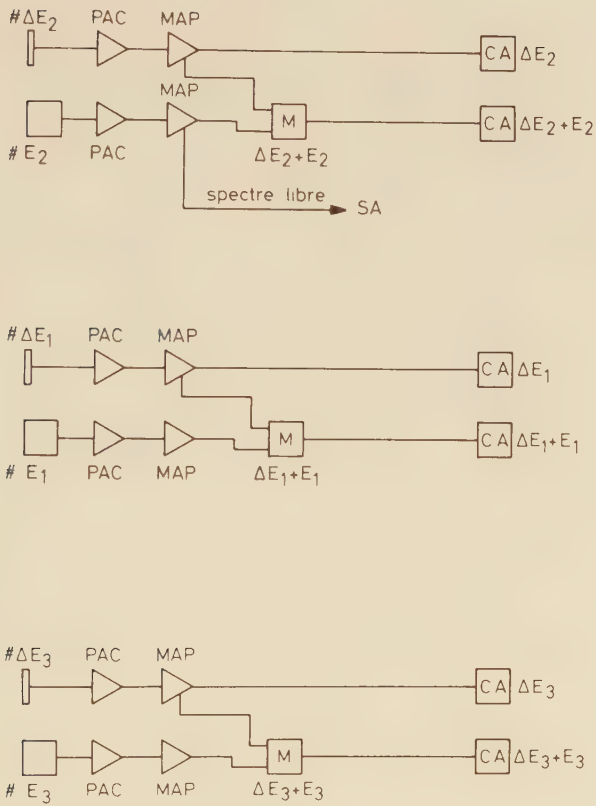


Fig. 10 : Schéma électronique des voies spectrométriques.

$H(d,2p)n$

Sélection et enregistrement des événements codés

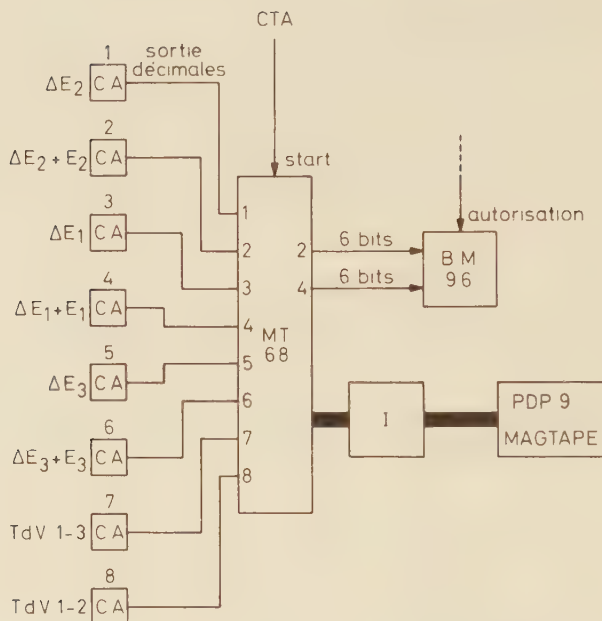


Fig. 11 : Schéma électronique de la sélection et de l'enregistrement des événements codés.

4) Monitoring (fig. 12 et 13)

Il s'agit de pouvoir déterminer avec une précision suffisante la section efficace absolue sans avoir besoin de connaître exactement l'épaisseur de la cible et la perte de noyaux d'hydrogène au cours de la mesure dans la cible, ni le courant intégré. Nous utilisons donc un moniteur sous un angle $\theta_M = 33^\circ$. Le schéma électronique très simple est indiqué dans la fig. 12. Comme le moniteur est situé à l'extérieur de 30° , la diffusion élastique $H(d,d)H$ n'est pas présente (voir fig. 13). Nous monitorons donc sur les protons de recul $H(d,p)D$. Le petit angle solide de $\sim 10^{-4}$ sr du moniteur a été choisi de façon à pouvoir négliger le temps mort de l'analyseur multicanaux. Comme le nombre d'événements dans le pic $H(d,p)D$ du moniteur est de l'ordre de 10^7 par configuration cinématique, la précision statistique sur le monitoring est suffisante même avec un petit angle solide.

$H(d,2p)n$

Schéma du monitoring

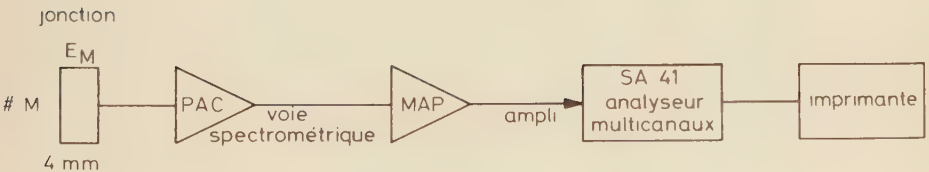


Fig. 12 : Schéma électronique du monitoring

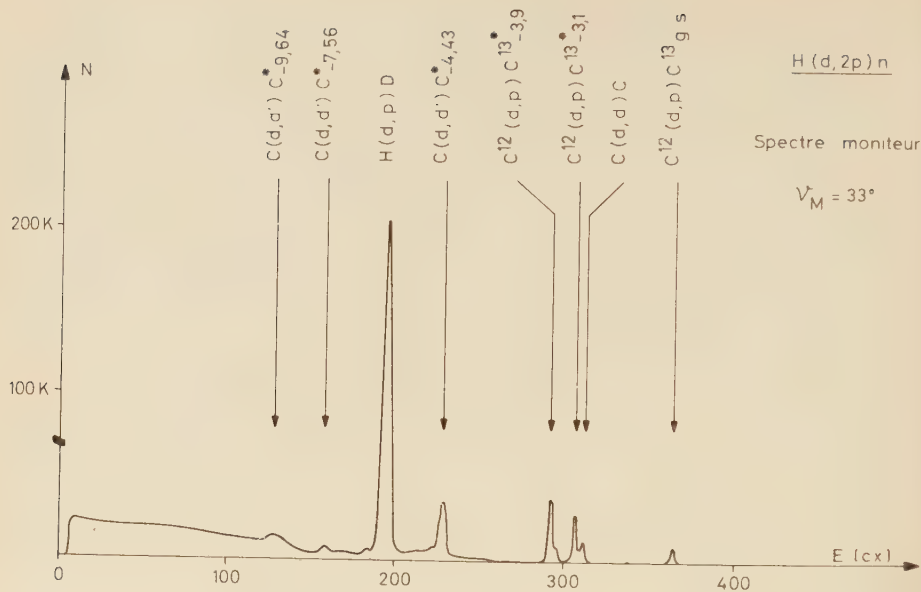


Fig. 13 : Spectre libre du moniteur.

Chapitre IV - PRESENTATION, TRAITEMENTS ET CONTROLES

OFF-LINE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.1 Présentation des résultats expérimentaux de la réaction $H(d,2p)n$

Les mesures suivantes ont été effectuées :

- 1) 7 configurations cinématiques : $\epsilon = 0^\circ$ (2 fois), 25° , 45° , 60° , 90° et 110° à petit transfert d'impulsion $\frac{q_1^2}{2m_1} = 0,9$ MeV
- 2) 2 configurations cinématiques : $\epsilon = 15^\circ$ et 45° à grand transfert d'impulsion $\frac{q_1^2}{2m_1} = 4$ MeV

1) Configurations cinématiques à faible transfert d'impulsion

Les deux photos de la figure 14 montrent les résultats bruts sans identification de particules mais avec le bon pic de temps de vol des configurations $\epsilon = 60^\circ$ et $\epsilon = 90^\circ$ tels qu'ils sont donnés par la visualisation 64 x 64 ex du BM 96.

La ligne supérieure parallèle à E_2 au-dessus de la courbe cinématique $\epsilon = 60^\circ$ (fig. 14 a) provient de la diffusion élastique $C(d,d)C$, la ligne juste en dessous correspond à $H(d,d)H$ et $H(d,p)D$ (voir fig. 6). Perpendiculaire à E_2 la ligne $H(d,p)D$ est bien visible à droite de la courbe cinématique. Les lignes provenant du carbone tout à droite ne sont visibles qu'à leur points d'intersection avec les lignes parallèles à E_2 . Les configurations pour $\epsilon \leq 65^\circ$ correspondent à des angles $\vartheta_2 > 30^\circ$. Pour ces configurations, comme la ligne élastique $H(d,d)H$ n'apparaît que parallèle à E_2 , le bruit de fond est faible et les lignes parasites sont éloignées de la courbe cinématique. Une identification des particules n'est pas indispensable mais permet tout de même une réduction du bruit de fond.

Par contre, la courbe cinématique $\epsilon = 90^\circ$ où $\vartheta_2 = 26^\circ$ (figure 14 b), contient en plus de toutes les lignes parasites déjà décrites les deux déterminations de la diffusion élastique $H(d,d)H$ traversant en plein la courbe cinématique. Ici il est exclu de faire une mesure sans identification de particules. Pour la configuration $\epsilon = 110^\circ$, ϑ_2 passe à 21° et la section efficace de la diffusion $H(d,d)H$ augmente encore d'environ 20 %⁽¹⁰⁾.

(10) R.O. Kerman and R. Nilson, Phys. Rev. 107 (1957) 200

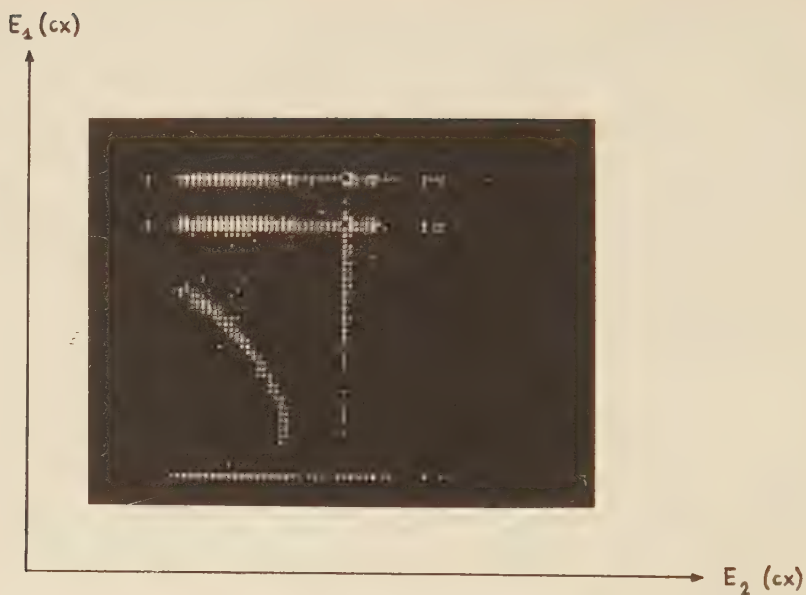


Fig. 14 a) : Courbe cinématique brute $\varepsilon = 60^\circ$.

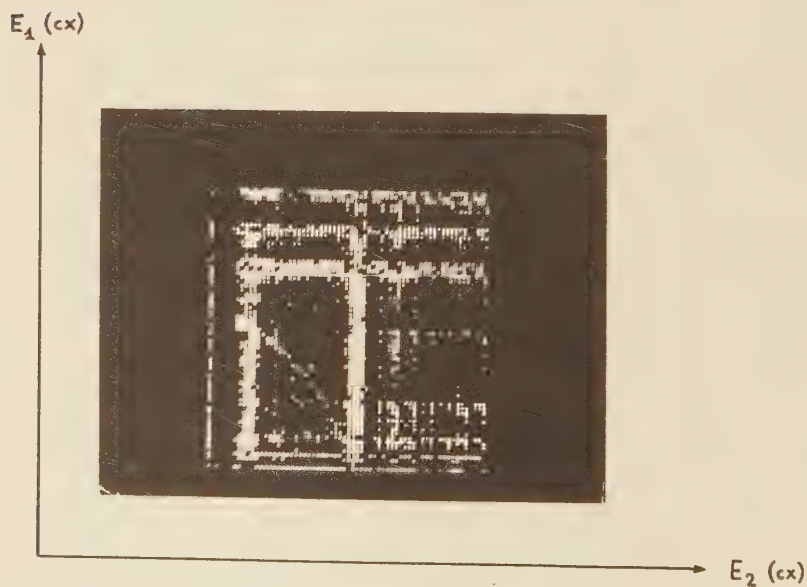


Fig. 14 b) : Courbe cinématique brute $\varepsilon = 90^\circ$.

Le nombre de fortuites devient très important et cette mesure est affectée d'une erreur plus grande que les autres. L'angle ϑ_2 très petit et le nombre de fortuites extrêmement important ne nous ont pas permis d'effectuer des mesures pour des ε plus grand que 110° .

2) Configurations cinématiques à grand transfert d'impulsion

Pour ces configurations l'angle du spectateur est $\vartheta_1 = 39^\circ$. La photo de la figure 15 présente les résultats expérimentaux bruts sans identification de particules pour $\varepsilon = 45^\circ$. La courbe cinématique fermée, en bas à gauche de la photo, est encadrée en haut et à droite par les protons de recul $H(d,p)D$. L'absence totale des diffusions élastiques $H(d,d)H$ permet d'augmenter le courant de deutons à 30 nA, mais comme on est loin cinématiquement à la fois d'un faible transfert d'impulsion et d'une énergie relative faible, la section efficace est très petite.

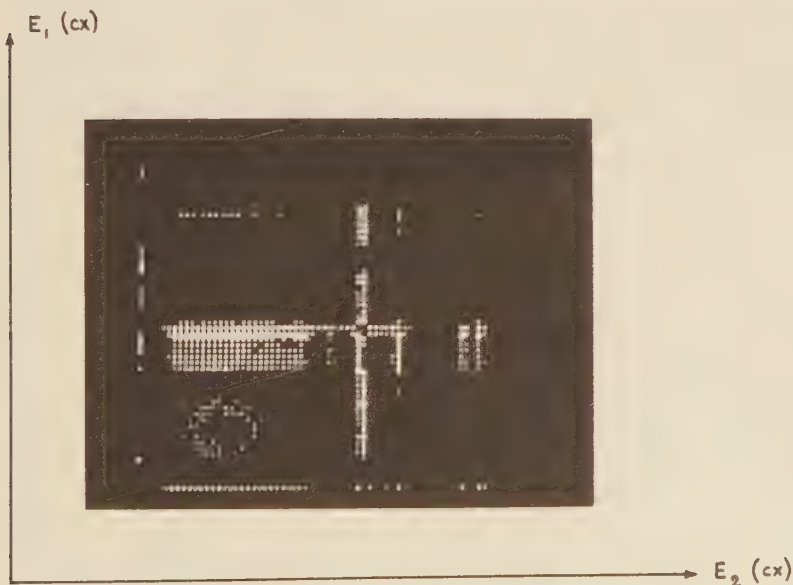


Fig. 15 : Courbe cinématique brute $\varepsilon = 45^\circ$
(grand transfert d'impulsion, $\frac{q_1^2}{2m_1} = 4 \text{ MeV}$).

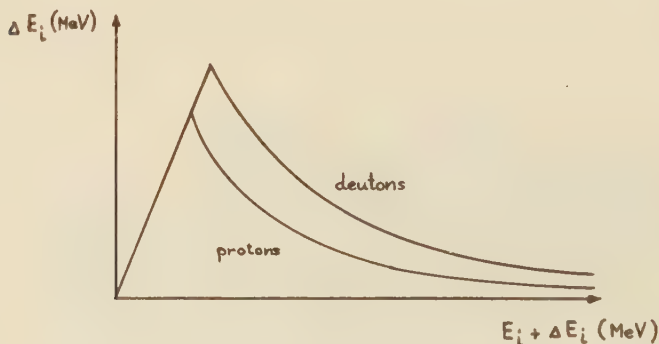
IV.2 Traitement off-line des résultats bruts

Comme nous l'avons vu, un événement se compose d'un ensemble de cinq grandeurs physiques qui sont les énergies E_1 et E_2 , les pertes d'énergie ΔE_1 et ΔE_2 et la différence de temps de vol 1-2. Le dépouillement des matrices $E_1 = f(E_2)$ brutes se fait en deux étapes :

- 1) Suppression des deutons
- 2) Suppression du pic des fortuites (voir fig. 9), éventuellement soustraction statistique du pic des fortuites.

1) Suppression des deutons

Il s'agit de faire écrire d'abord les matrices $\Delta E_1 = f(E_1 + \Delta E_1)$ et $\Delta E_2 = f(E_2 + \Delta E_2)$ par l'ordinateur PDP 9. L'accumulation des événements dans l'un ou l'autre de ces deux plans est schématisé par la figure ci-dessous :



La droite passant par l'origine correspond à des impulsions trop faibles pour traverser la jonction ΔE_i . Ces événements perdent toute leur énergie dans cette jonction et sont supprimés par la coïncidence $\Delta E_i - E_i$. Cette droite n'est donc pas visible dans notre cas. Le seuil inférieur introduit par cette méthode est pour la jonction de 40μ par exemple égal à 1,8 MeV. En fait, le seuil expérimental est un peu plus haut puisqu'il faut aussi tenir compte du seuil de la jonction E.

Le gain des codeurs étant fixé pour avoir une séparation maximale entre les protons et les deutons, cette séparation se fait très bien dans la région de la courbe cinématique où le nombre d'événements par canal tombe pratiquement à zéro entre les deux domaines. La fig. 16 donne un exemple de l'efficacité de cette méthode dans le cas $\epsilon = 90^\circ$ où le nombre de deutons est très important et où les lignes de deutons traversent la courbe cinématique. Pour supprimer les deutons on ne garde que les événements qui sont des coïncidences p-p, c'est-à-dire qui se trouvent sur la courbe des protons dans les deux matrices $\Delta E_1 = f(E_1 + \Delta E_1)$ et $\Delta E_2 = f(E_2 + \Delta E_2)$.

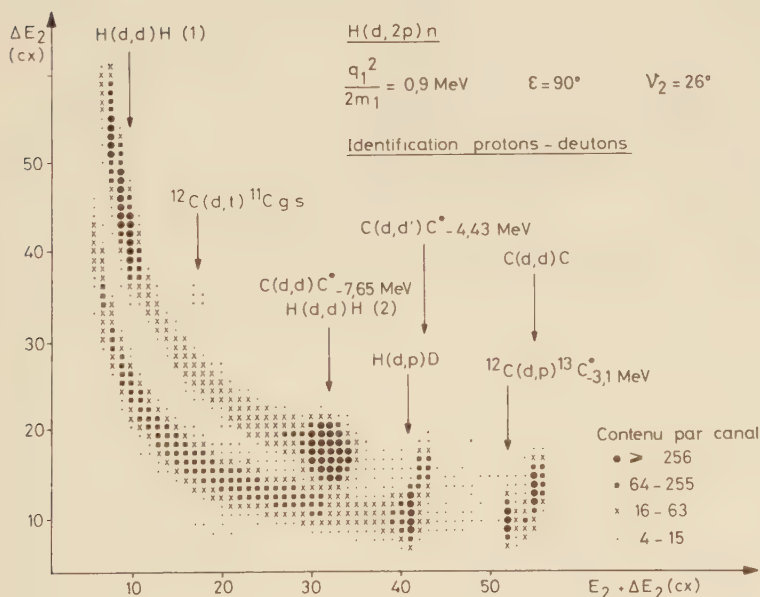


Fig. 16 : Exemple d'identification protons-deutons : Voie 2, $\epsilon = 90^\circ$.

2) Suppression du pic des fortuites

Après avoir éliminé les deutons, les coïncidences p-p sont testées pour savoir si elles appartiennent au bon groupe de deutons incidents ou au pic des fortuites (fig. 9). Nous avons procédé simplement en éliminant les coïncidences p-p contenues dans le pic des fortuites. Ceci est possible si le bruit de fond après la suppression des deutons est faible, ce qui est le cas en général. Comme statistiquement les événements des différents pics de fortuites se distribuent de la même façon dans une matrice $E_1 = f(E_2)$ on peut aussi, si nécessaire, soustraire le pic des fortuites du pic global (vrais + fortuites).

Pour illustrer le traitement off-line des résultats bruts, la figure 17 présente la région de la courbe cinématique de la matrice $E_1 = f(E_2)$ brute ($\epsilon = 0^\circ$) et la figure 18 la même région après traitement (élimination des deutons et des fortuites). La figure 19 montre la courbe cinématique corrigée pour une moitié seulement de la mesure à $\epsilon = 45^\circ$ et la figure 20 cette même région mais avec les coïncidences p-p qui appartiennent au pic des fortuites. Le domaine cinématique dessiné dans la figure 20 est le même que dans la figure 19. On voit que les coïncidences p-p fortuites sont distribuées uniformément et qu'il n'y a aucune accumulation dans la région de la courbe cinématique.

$$\frac{H(d, 2p)n}{\mathcal{E} = 0^\circ}$$

matrice brute $E_1 = f(E_2)$

Contenu :

— > 8

— > 16

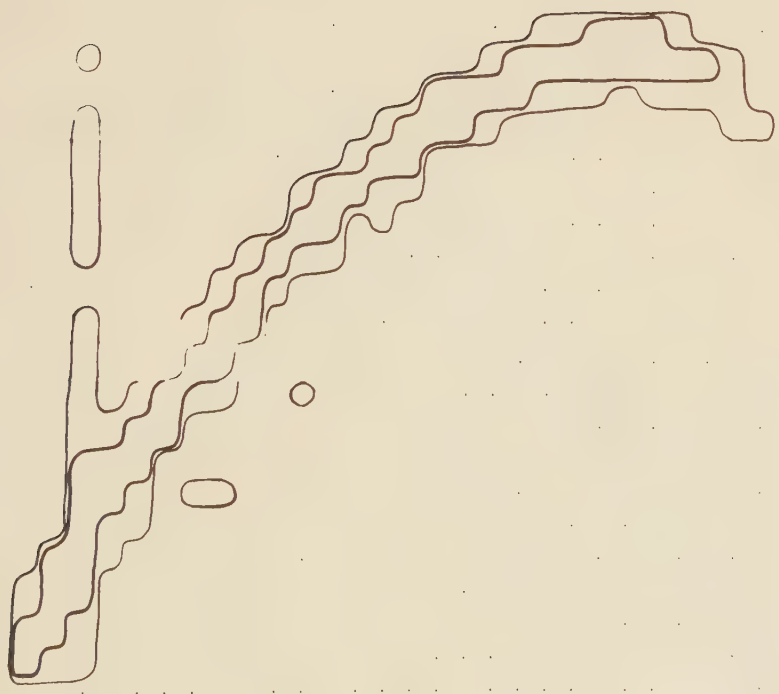
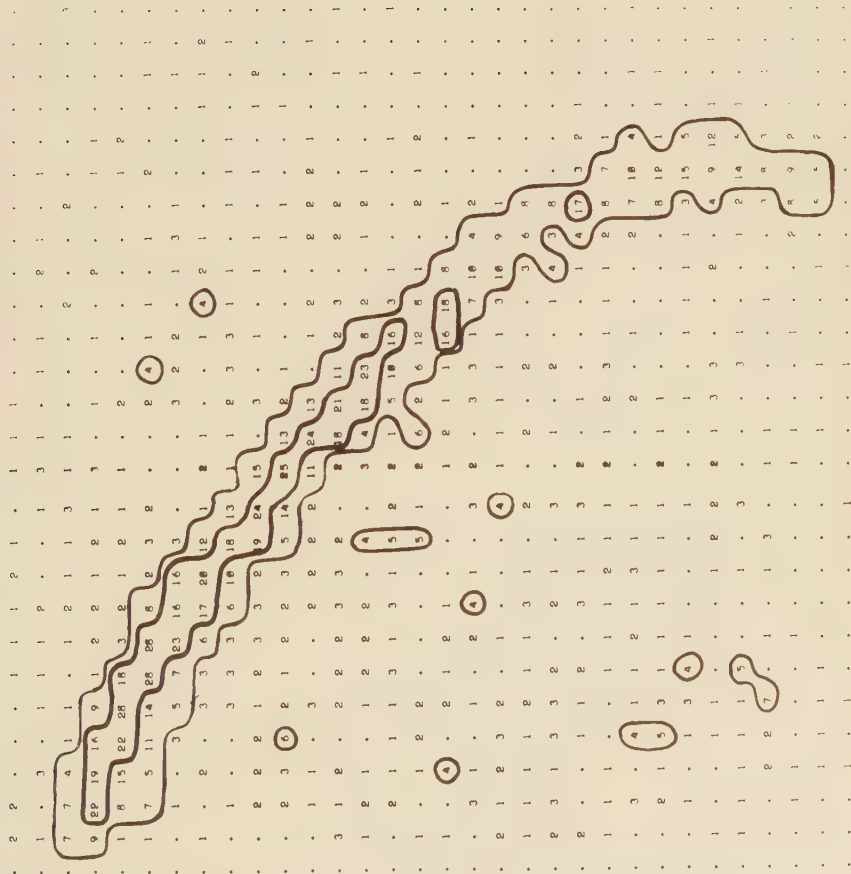


Fig. 17

$E_2 (cx)$

$E_1(cx)$



$$\frac{H(d, 2p)n}{\xi = 45^\circ}$$

$$\xi = 45^\circ$$

matrice triée $E_1 = f(E_2)$

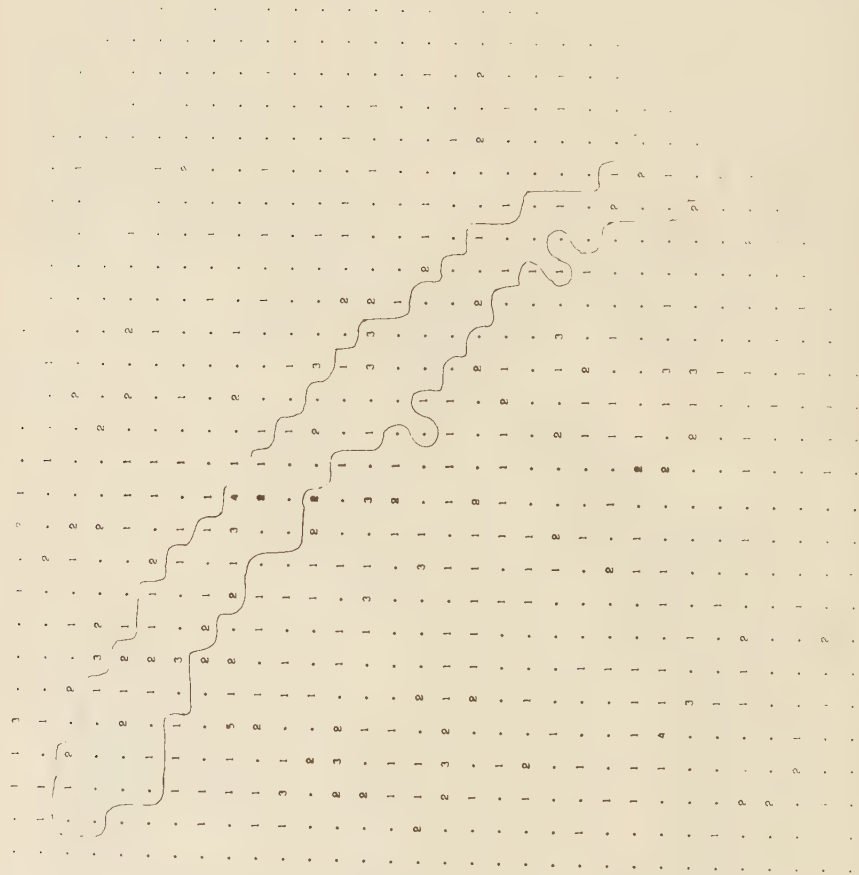
contenu :

— $\gg$ 4

— $\gg$ 16

Fig. 19

$E_1(\alpha)$



$E_2(\alpha)$

$$\frac{H(d, 2p)n}{}$$

$$\varepsilon = 45^\circ$$

$$\text{matrice } E_1 = f(E_2)$$

coïncidences fortuites, même
domaine cinématique que la
fig. 19.

Fig. 20

IV.3 Contrôles off-line des résultats

Nous donnons ici une liste des contrôles effectués pendant le dépouillement avec la PDP 9 (par exemple lors d'un changement d'angle).

- 1) Si l'on élimine le pic des fortuites sans supprimer les deutons d'une matrice $E_1 = f(E_2)$ brute, la nouvelle matrice doit satisfaire, aux incertitudes statistiques près, les exigences suivantes :
 - Le nombre d'événements des lignes parasites doit avoir diminué de moitié.
 - Le nombre d'événements au voisinage de la courbe cinématique doit aussi avoir diminué de moitié.
 - Le nombre d'événements dans la courbe cinématique doit avoir diminué de la même quantité absolue qu'au voisinage immédiat.Si ces critères ne sont pas réalisés, il faut contrôler le spectre en temps, le CTA et les voies rapides en général.
- 2) S'il y a des discontinuités sur la courbe des protons ou des deutons d'une matrice d'identification $\Delta E_1 = f(E_1 + \Delta E_1)$, cela peut provenir d'un mauvais fonctionnement d'une des jonctions, d'un PAC ou d'un amplificateur. Si la valeur de ΔE_1 est fautive et la valeur de E_1 correcte, la mesure est en général utilisable mais avec une identification imparfaite (augmentation du bruit de fond). Dans le cas inverse la mesure est difficilement récupérable.
- 3) Le nombre de vraies coïncidences provenant de la fracture du deuton doit rester proportionnel au nombre d'événements du moniteur et le facteur de proportionnalité doit rester le même après échange des télescopes (contrôle de l'efficacité des jonctions et de l'électronique).
- 4) Lors de l'enregistrement simultané du moniteur et d'un spectre libre le nombre d'événements doit être le même compte-tenu des angles de détection et des angles solides respectifs.

IV.4 Présentation des résultats expérimentaux après élimination du bruit de fond

Les figures 21 à 27 présentent les projections des 7 courbes cinématiques à petit transfert d'impulsion sur l'axe E_1 du spectateur après élimination du bruit de fond. La courbe cinématique pour $\xi = 0^\circ$ a été mesurée deux fois (fig. 21 et 22). La différence de la forme du spectre expérimental pour E_1 grand s'explique par un seuil électronique trop haut dans le cas de la figure 22.

Les figures 28 et 29 présentent les projections curvilignes des deux configurations cinématiques à grand transfert d'impulsion. Vu la forme de ces deux courbes, une simple projection sur l'axe E_1 du spectateur n'a pas grand sens.

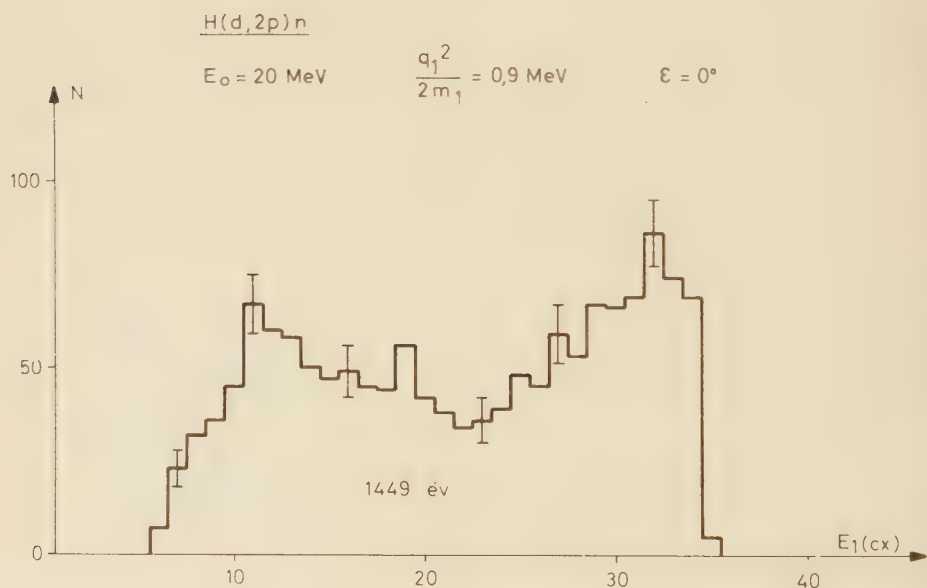


Fig. 21 : $H(d, 2p)n$, $E_0 = 20 \text{ MeV}$, $\xi = 0^\circ$,
Projection sur l'axe E_1 après élimination du bruit de fond

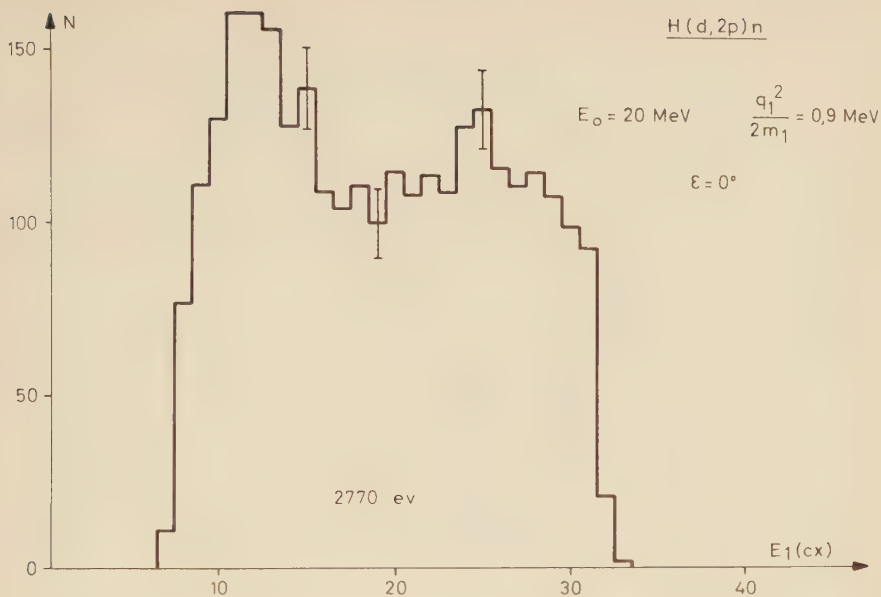


Fig.22: $H(d,2p)n$, $\epsilon = 0^\circ$, Projection sur l'axe E_1 après élimination du bruit de fond

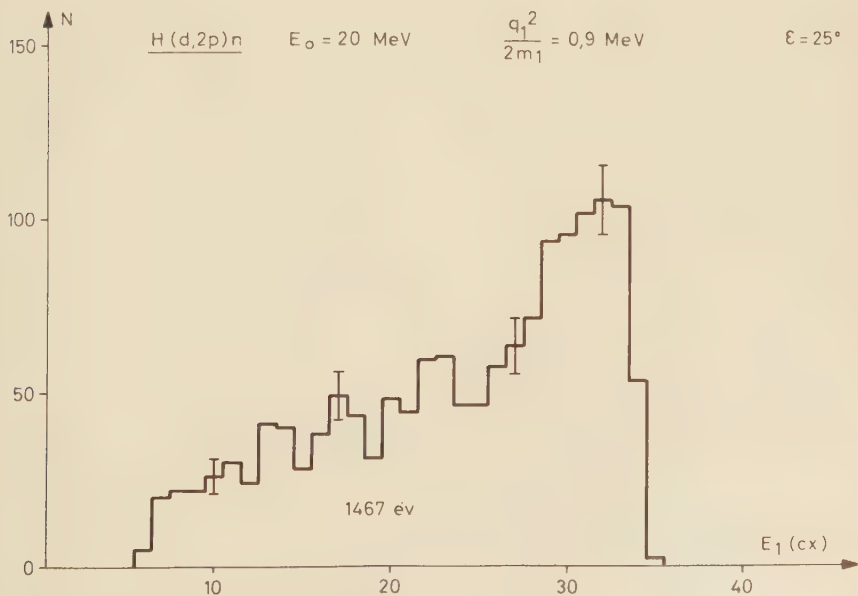


Fig.23: $H(d,2p)n$, $\epsilon = 25^\circ$, Projection sur l'axe E_1 après élimination du bruit de fond

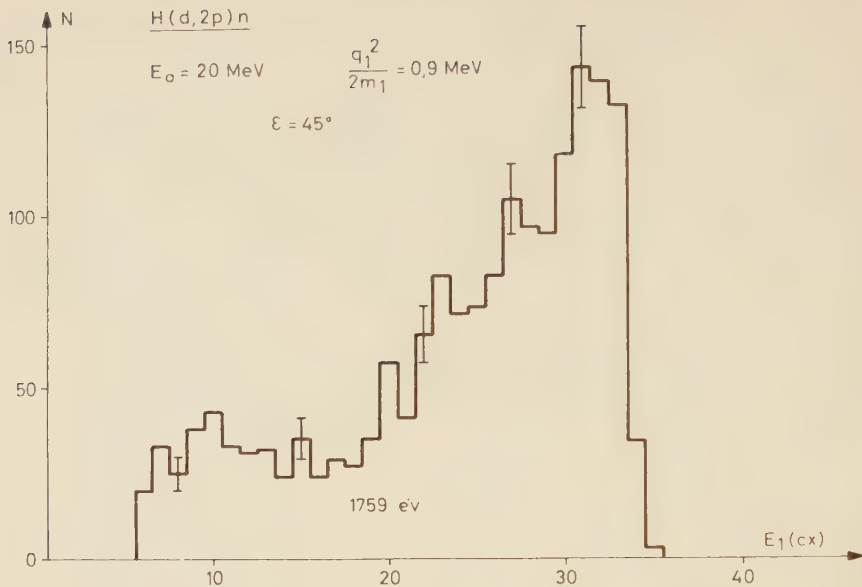


Fig.24: $H(d,2p)n$, $\epsilon = 45^\circ$, Projection sur l'axe E_1 après élimination du bruit de fond

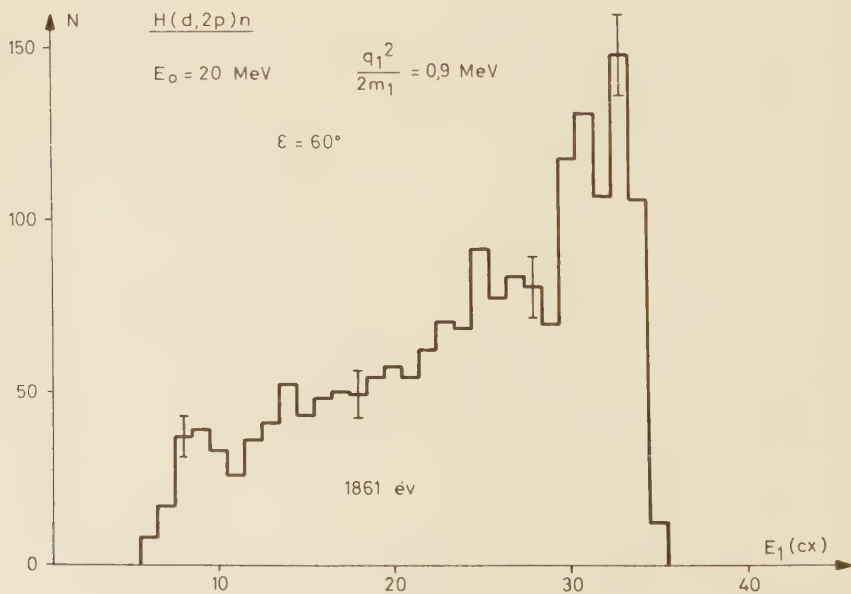


Fig.25 : $H(d,2p)n$, $\epsilon = 60^\circ$, Projection sur l'axe E_1 après élimination du bruit de fond

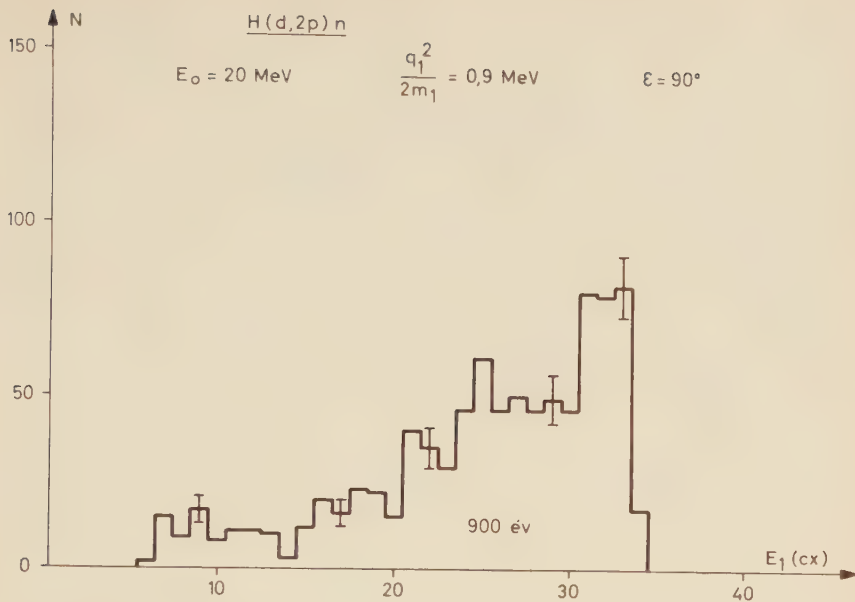


Fig. 26: $H(d,2p)n$, $\epsilon = 90^\circ$, Projection sur l'axe E_1 après élimination du bruit de fond

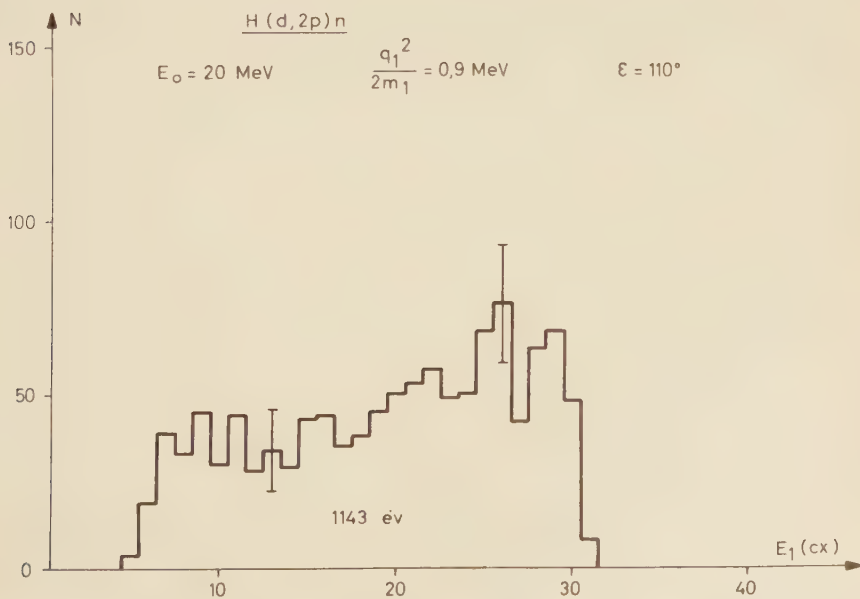


Fig. 27: $H(d,2p)n$, $\epsilon = 110^\circ$, Projection sur l'axe E_1 après élimination du bruit de fond

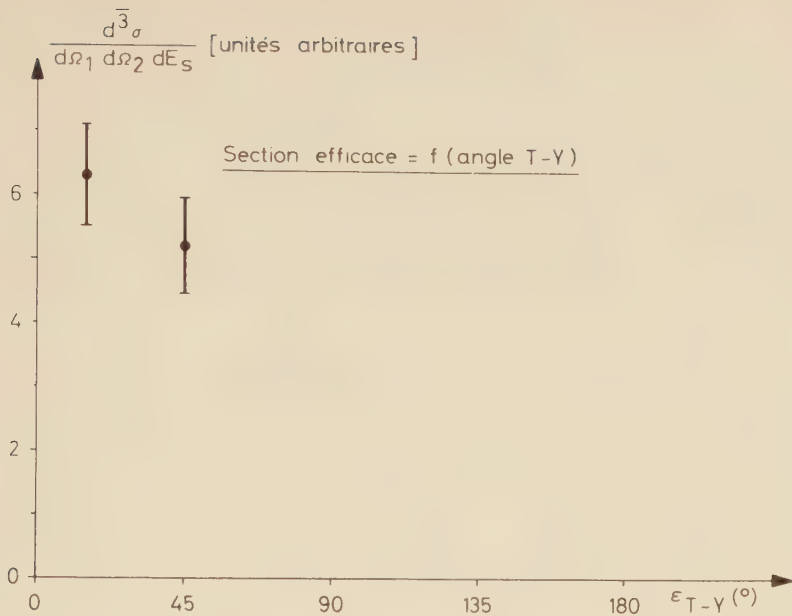


Fig. 29 : $H(d,2p)n$, $E_0 = 20$ MeV, $\frac{q_1^2}{2m_1} = 4$ MeV

Section efficace moyenne intégrée sur 2 MeV le long de la courbe cinématique dans la région du point de Treiman-Yang en fonction de l'angle de Treiman-Yang.

Chapitre V - INTERPRETATION DES RESULTATS

ET PARTIE THEORIQUE

V.1 Section efficace absolue

Connaissant la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ de la diffusion de moniteurage $H(d,p)D$, il est possible de déterminer la section efficace absolue de la fracture du deuton $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1}$ (projection sur l'axe E_1) par la relation

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} (\text{mb sr}^{-2} \text{MeV}^{-1}) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{N}{N_M} \frac{\Delta\Omega_M}{\Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 \Delta E_1}$$

avec : $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ = section efficace différentielle élastique $H(d,p)D$ à $33^\circ = 105 \text{ mb sr}^{-1}$

N = nombre d'événements par canal en projection sur E_1

N_M = " " dans le pic $H(d,p)D$ du moniteur

$\Delta\Omega_M$ = angle solide du moniteur = $9,8 \cdot 10^{-5} \text{ sr}$

$\Delta\Omega_{1,2}$ = angles solides des détecteurs 1 et 2 = $1,84 \cdot 10^{-4} \text{ sr}$

ΔE_1 = largeur en MeV d'un canal = 0,35 à 0,41 MeV selon les configurations

Après étalonnage de l'axe E_1 au moyen des raies parasites, il est possible de déterminer le canal correspondant à 10,9 MeV, donc au point de T-Y. En intégrant la section efficace sur une largeur totale de 2 MeV centrée sur 10,9 MeV nous déterminons la section efficace absolue moyenne au voisinage du point de T-Y. C'est cette section efficace qui doit être invariante si le critère de T-Y est respecté. La largeur d'intégration de 2 MeV a été choisie en tenant compte de la variation du transfert d'impulsion au voisinage de 10,9 MeV. Cette variation est faible; $\frac{q_1^2}{2m_1}$ varie entre 0,82 et 0,98 MeV.

Les valeurs obtenues pour les sections efficaces moyennes sont :

$\varepsilon(^{\circ})$	$\frac{\overline{d^3\sigma}}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1}$ (mb sr ⁻² MeV ⁻¹)
0	14,3 ± 1,7
0	12,4 ± 1,4
25	15,2 ± 1,6
45	17,9 ± 1,5
60	11,3 ± 1,1
90	10,2 ± 1,3
110	12,7 ± 3,8

Les figures 30 et 31 présentent la section efficace absolue en fonction de l'angle de Treiman-Yang (ε).

La détermination du meilleur ajustement par une droite horizontale $y=b$ donne

$$b = 13,0 \text{ mb sr}^{-2} \text{ MeV}^{-1}$$

L'erreur $\sigma(b)$ est :

$$\sigma(b) = 0,6 \text{ mb sr}^{-2} \text{ MeV}^{-1}$$

Cette droite correspond au χ^2 minimum. Comme il y a 7 points expérimentaux et un seul paramètre ajusté (b), on doit s'attendre à un χ^2 de 5 environ si le fit par la droite $y=b$ est satisfaisant. Mais la valeur calculée du χ^2_{est} :

$$\chi^2 = 20,4$$

Ceci correspond à un niveau de confiance de $5 \cdot 10^{-3}$, ce qui est beaucoup trop faible pour prétendre que les résultats expérimentaux sont bien ajustés par une droite horizontale.

$$\frac{H(d,2p)n}{E_0 = 20 \text{ MeV}}$$

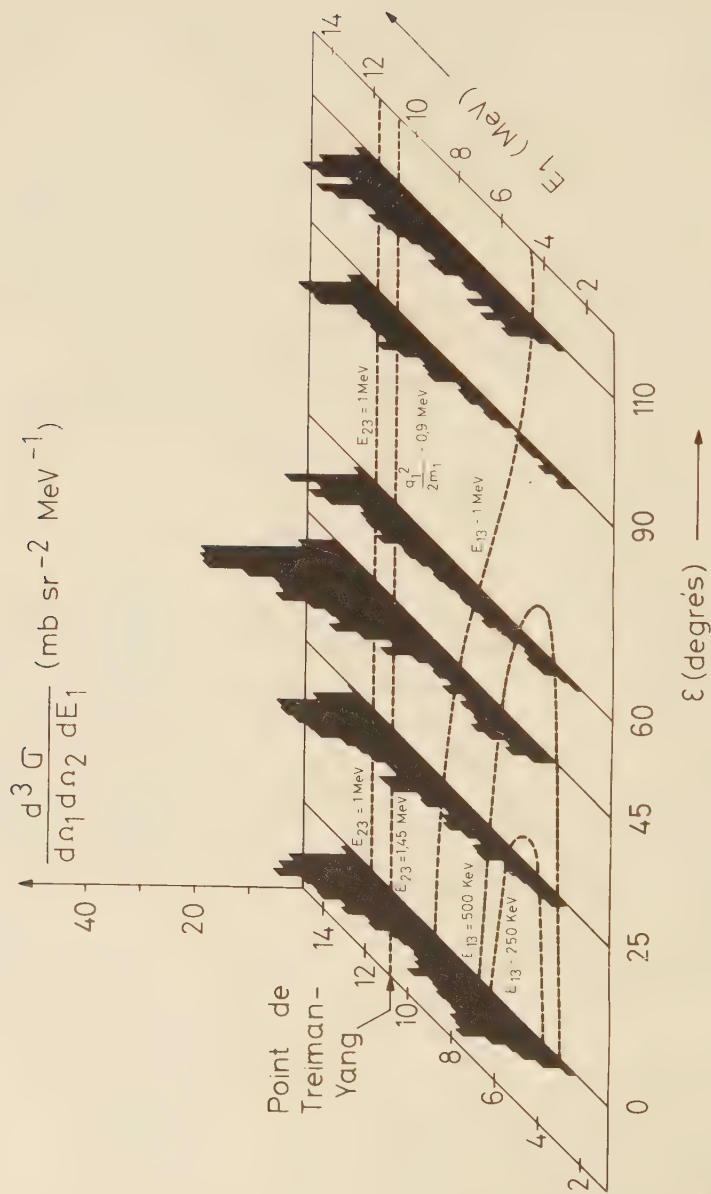


Fig. 30

Section efficace en fonction de l'angle de Treiman-Yang et de l'énergie E_1 du proton spectateur

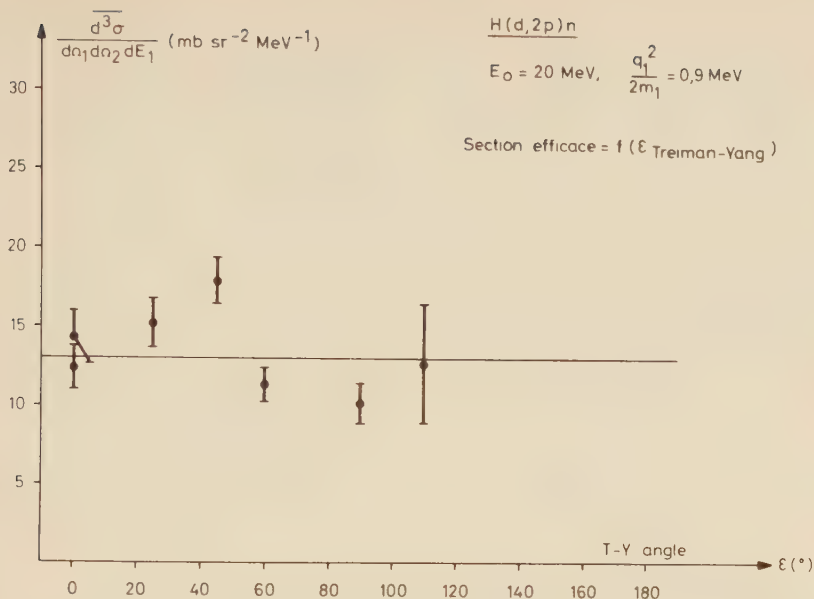
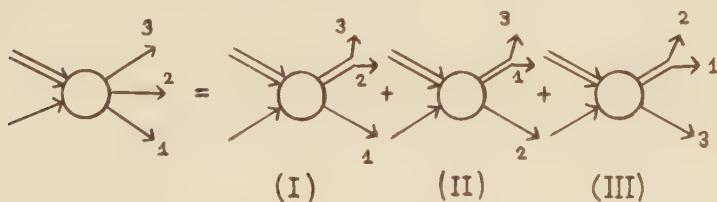


Fig. 31 : Section efficace moyenne intégrée sur 2 MeV dans la région du point de Treiman-Yang en fonction de l'angle de Treiman-Yang.

V.2 Calcul des diagrammes par la méthode de Komarov-Popova^(11,12) et comparaison avec l'expérience

1) Diagrammes polaires et triangulaires

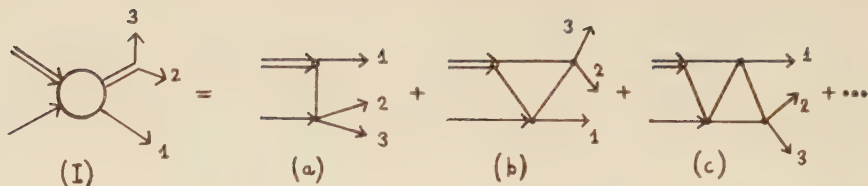
L'amplitude de diffusion de la fracture du deuton par un nucléon peut être représentée par une somme de diagrammes :



Chacun des termes (I), (II) et (III) se décompose lui-même en une série de diagrammes. Par exemple :

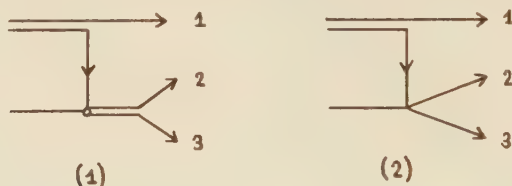
(11) V.V. Komarov et A.M. Popova, Nucl. Phys. 54 (1964) 278

(12) B. Kühn, H. Kumpf, K. Möller et J. Möser, Nucl. Phys. A120 (1968) 285



Comme nous l'avons vu, (a) est appelé diagramme polaire, (b) diagramme triangulaire, etc.

Les diagrammes polaires etc. sont souvent dessinés de deux façons :



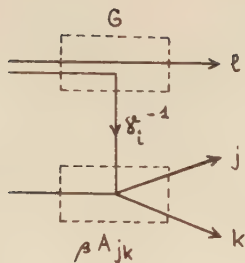
Ceci provient de ce que l'amplitude de diffusion de deux nucléons peut s'écrire comme une somme de termes en puissance de r_0 ⁽¹³⁾. Dans le diagramme (1) où l'on suppose une interaction dans l'état final, c'est-à-dire une énergie relative $E_{23} = \frac{\hbar^2 k^2}{m}$ très faible, il suffit de prendre en considération le premier terme du développement

$$k \cot \delta = -\alpha + \frac{1}{2} r_0 (\alpha^2 + k^2) \quad (f = \hbar k)$$

Nous prenons ici les deux premiers termes et nous dessinons les diagrammes toujours sous la forme (2) étant entendu que les IEF ne sont nullement exclues.

La contribution à l'amplitude de diffusion d'un diagramme polaire donné s'écrit à partir des expressions mathématiques pour les éléments G , δ_i et β_{ijk} qui lui correspondent :

(13) H.A. Bethe, Phys. Rev. 76 (1949) 38



La quantité G décrit le vertex de la désintégration du deuton en deux nucléons :

$$G = \frac{\sqrt{8\pi}\alpha_t}{1 - \frac{1}{2}\alpha_t r_{0t}}$$

Si l'on compare le développement en k^2 de $k \cotg \delta$ ($f = \pi k$)

$$k \cotg \delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2 \quad (a = \text{longueur de diffusion})$$

à α , on a la relation

$$a^{-1} = \alpha - \frac{1}{2} r_0 \alpha^2$$

$\left| \alpha_t - \frac{1}{2} r_{0t} \alpha_t^2 \right|^{-1}$ est donc la longueur de diffusion triplet et r_{0t} la portée effective triplet. α_t est lié à l'énergie de liaison du deuton par

$$E_d = -\frac{\hbar^2 \alpha_t^2}{m} = -2,225 \text{ MeV}$$

La quantité α_s obtenue à partir de la longueur de diffusion singulet donne par la même relation une énergie $|E| = 0,067 \text{ MeV}$.

L'élément γ_i^{-1} représente le propagateur. Son inverse est égal à l'énergie totale disponible pour la particule échangée moins son énergie cinétique :

$$\gamma_i = E_0 + Q - E_1 - \frac{p_i^2}{2m_i}$$

Après quelques calculs il vient :

$$m\gamma_i = \hbar^2 \alpha_t^2 + q_e^2 = \hbar^2 \alpha_t^2 + \left(\vec{p}_e - \frac{1}{2} \vec{p}_0 \right)^2$$

où $\vec{q}_e$ est le transfert d'impulsion et $\vec{p}_e$ l'impulsion du spectateur.

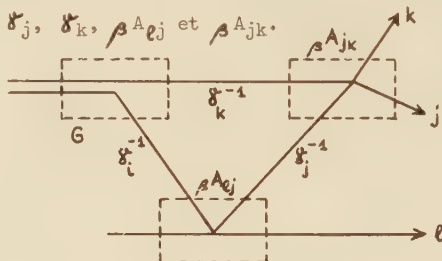
L'interaction à deux corps est décrite par la quantité $\beta_{A_{jk}}$ ($\beta = s \rightarrow$ singulet; $\beta = t \rightarrow$ triplet)

$$\beta_{A_{jk}} = \frac{1}{f_{jk} \cot \delta - i f_{jk}} = \frac{-1}{\alpha_s + i f_{jk} - \frac{1}{2} r_{0s} (\alpha_s^2 + f_{jk}^2)}$$

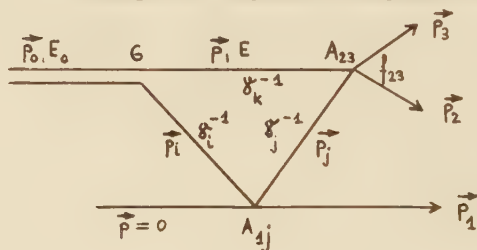
$\beta_{A_{jk}}$ est l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon en approximation linéaire en r_0 . L'élément de matrice pour ce diagramme polaire est alors donné par :

$$\beta_{M_{i,jk}}^P = \frac{G \cdot \beta_{A_{jk}}}{g_i}$$

Les diagrammes triangulaires (cf. figure ci-dessous) se composent des éléments G , g_i , g_j , g_k , $\beta_{A_{ij}}$ et $\beta_{A_{jk}}$.



Considérons à titre d'exemple le diagramme triangulaire suivant :



La conservation de l'impulsion nous donne

$$\vec{P}_i = \vec{P}_0 - \vec{P} \quad ; \quad \vec{P}_j = \vec{P}_0 - \vec{P} - \vec{P}_1 \quad \left(\vec{q} = \vec{P}_1 - \frac{1}{2} \vec{P}_0 \right)$$

La valeur des trois propagateurs est

$$g_i : \frac{P_0^2}{4m} - \frac{\hbar^2 \alpha^2}{m} - E - \frac{(\vec{P}_0 - \vec{P})^2}{2m}$$

$$g_j : \frac{P_0^2}{4m} - \frac{\hbar^2 \alpha^2}{m} - E - \frac{P_1^2}{2m} - \frac{(\vec{P}_0 - \vec{P} - \vec{P}_1)^2}{2m}$$

$$g_k : E - \frac{P^2}{2m}$$

Comme les diagrammes triangulaires contiennent une boucle fermée, l'impulsion $\vec{p}$ et l'énergie E sont des variables. Il faut donc intégrer sur toutes les valeurs possibles de $\vec{p}$ et E . Comme βA_{23} représente l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon en approximation linéaire en r_0 et ne dépend que de f_{23} , ce terme peut être sorti de l'intégrale sur $\vec{p}$ et E . Par contre βA_{1j} dépend de $\vec{p}$ et E . L'élément de matrice pour un diagramme triangulaire s'écrit alors :

$$\beta M_{i, \ell, jk}^T = G \cdot \beta A_{jk} \int_{-\infty}^{+\infty} dE \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \cdot \frac{\beta A_{\ell j}}{\delta_i \cdot \delta_j \cdot \delta_k}$$

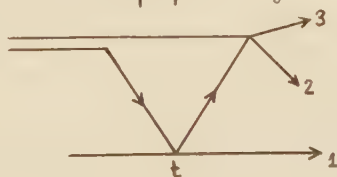
Komarov et Popova⁽¹¹⁾ indiquent qu'il n'existe une solution analytique pour cette intégrale que dans le cas où $\beta A_{\ell j}$ est indépendant de $\vec{p}$ et E . Ils remplacent $\beta A_{\ell j}$ par $\frac{1}{2} r_{0, \beta}$ et sortent cette expression devant l'intégrale.

$$\beta M_{i, \ell, jk}^T = \frac{1}{2} G \cdot r_{0, \beta} \cdot \beta A_{jk} \int_{-\infty}^{+\infty} dE \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \cdot \frac{1}{\delta_i \cdot \delta_j \cdot \delta_k}$$

Cela n'est pas justifié à priori. L'intégration sur E se fait par l'approximation suivante : On considère le nucléon représenté par le propagateur δ_k comme un spectateur. Ceci revient à remplacer la valeur de δ_k par une "fonction" $\delta(E - \frac{p_k^2}{2m})$. Il ne reste alors que l'intégrale sur $\vec{p}$. Après quelques calculs il vient :

$$\beta M_{i, \ell, jk}^T = -G \beta A_{jk} \frac{\pi r_{0, \beta}}{q_i} \ln \left\{ \frac{\alpha_{\beta} - i(f_{jk} - q_i)}{\alpha_{\beta} - i(f_{jk} + q_i)} \right\}$$

Nous voyons que cette expression ne dépend, comme pour le diagramme polaire, que du transfert d'impulsion $|\vec{q}_i|$ et de f_{jk} .



$$t = \beta A_{1j}$$

Le diagramme triangulaire principal de la figure ci-dessus donne donc, tout comme le diagramme polaire principal, en fonction de l'angle de Treiman-Yang (ϵ) une contribution invariante à l'élément de matrice

lorsque l'amplitude de diffusion représentant la matrice t en bas du diagramme est remplacée par une constante. L'approximation de cette matrice t par une constante nous semble une approximation très grossière et difficilement justifiable. Nous allons donc comparer nos résultats expérimentaux surtout aux diagrammes polaires de Komarov et Popova. Les diagrammes triangulaires seront introduits avec des matrices t obtenues à partir de potentiels séparables par itération des équations de Faddeev (calculs de Mme Durand, voir paragraphe V.6).

2) Section efficace

La section efficace $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1}$ est connectée à l'élément de matrice de transition par la relation ⁽¹²⁾ :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = \frac{m_0}{\rho_0 \hbar^7 (2\pi)^5} \cdot S \cdot |T|^2 \quad \text{qu'on exprimera en unité : } [\text{mb sr}^{-2} \text{ MeV}^{-1}]$$

L'espace de phase $\mathcal{S}$ s'écrit ⁽¹⁴⁾ :

$$\mathcal{S} = \frac{m_1 m_2 m_3 p_1 p_2}{(m_1 + m_3) + m_2 (\vec{p}_1 - \vec{p}_0) \cdot \frac{\vec{p}_2}{p_2}} = \frac{m_1 m_2 m_3 p_1 p_2^2}{(m_2 + m_3) p_2 + m_2 p_1 \cos \vartheta_2 - m_2 p_0 \cos \vartheta_2}$$

m_i et p_i sont les masses et les impulsions des trois particules dans l'état final ($i = 1, 2, 3$) et m_0 et p_0 la masse et l'impulsion du deuton incident. ϑ_2 est l'angle entre le détecteur 2 et le faisceau incident et ϑ_{12} est défini par la relation :

$$\begin{aligned} \cos \vartheta_{12} &= \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2) + \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 \\ &= \cos (\vartheta_1 \pm \vartheta_2) \text{ si les deux détecteurs sont dans le même } \\ &\quad \text{plan contenant le faisceau.} \end{aligned}$$

Pour une cible de protons et un faisceau de deutons non polarisés, l'élément de matrice peut s'écrire :

$$|T|^2 = \frac{2}{3} |T_{\frac{3}{2}}|^2 + \frac{1}{3} |T_{\frac{1}{2}}|^2$$

avec $|T_{\frac{1}{2}}|^2 = |t_{\frac{1}{2}}|^2 + |s_{\frac{1}{2}}|^2$

(14) Voir par ex. : G.G. Ohlsen, NIM 37 (1965) 240

C. Lunke, Thèse Université de Neuchâtel (1970), append. B

Les indices s,t se rapportent aux états singulet ou triplet de la paire de nucléons en interaction. Si l'on tient compte de la dépendance du spin, de l'isospin et de l'antisymétrie totale des fonctions d'ondes dans le calcul des éléments de matrice T, on peut déduire les formules suivantes⁽¹²⁾ :

$$\begin{aligned} s T_{\frac{1}{2}} &= -\sqrt{3} \frac{\hbar^2 \pi}{m} \left(s T_{1,23} + t T_{1,23} + s T_{2,31} + t T_{2,31} + 4 s T_{3,12} \right) \\ t T_{\frac{1}{2}} &= \frac{\hbar^2 \pi}{m} \left(-3 s T_{1,23} + t T_{1,23} + 3 s T_{2,31} - t T_{2,31} \right) \\ T_{\frac{3}{2}} &= 4 \frac{\hbar^2 \pi}{m} \left(t T_{1,23} - t T_{2,31} \right) \end{aligned}$$

avec⁽¹⁵⁾ :

$$s T_{1,23} = s M_{1,23}^P - 2\pi G \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \frac{s A_{23} \cdot s A_{12}}{g(\vec{p}_0, \vec{p}) \cdot g(\vec{p}_0, \vec{p}_1, \vec{p}_2)} + \dots$$

$$t T_{1,23} = t M_{1,23}^P - 2\pi G \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \frac{t A_{23} (2t A_{31} + 6s A_{31} + 9s A_{12})}{g(\vec{p}_0, \vec{p}) \cdot g(\vec{p}_0, \vec{p}_1, \vec{p}_2)} + \dots$$

$$s T_{2,31} = s M_{2,31}^P - 2\pi G \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \frac{s A_{31} \cdot s A_{12}}{g(\vec{p}_0, \vec{p}) \cdot g(\vec{p}_0, \vec{p}_1, \vec{p}_2)} + \dots$$

$$t T_{2,31} = t M_{2,31}^P - 2\pi G \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \frac{t A_{31} (2t A_{23} + 6s A_{23} + 9s A_{12})}{g(\vec{p}_0, \vec{p}) \cdot g(\vec{p}_0, \vec{p}_1, \vec{p}_2)} + \dots$$

$$s T_{3,12} = s M_{3,12}^P - 2\pi G \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \frac{s A_{12} (t A_{23} + s A_{23} + t A_{31} + s A_{31})}{g(\vec{p}_0, \vec{p}) \cdot g(\vec{p}_0, \vec{p}_1, \vec{p}_2)} + \dots$$

$$t T_{3,12} = 0 \quad (\text{principe d'exclusion de Pauli})$$

$$t T_{1,23}^{\frac{3}{2}} = t M_{1,23}^P - 8\pi G \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \frac{t A_{23} \cdot t A_{31}}{g(\vec{p}_0, \vec{p}) \cdot g(\vec{p}_0, \vec{p}_1, \vec{p}_2)} + \dots$$

$$t T_{2,31}^{\frac{3}{2}} = t M_{2,31}^P - 8\pi G \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \frac{t A_{31} \cdot t A_{23}}{g(\vec{p}_0, \vec{p}) \cdot g(\vec{p}_0, \vec{p}_1, \vec{p}_2)} + \dots$$

$$t T_{3,12}^{\frac{3}{2}} = 0 \quad (\text{principe d'exclusion de Pauli})$$

(15) A.M. Popova, communication privée

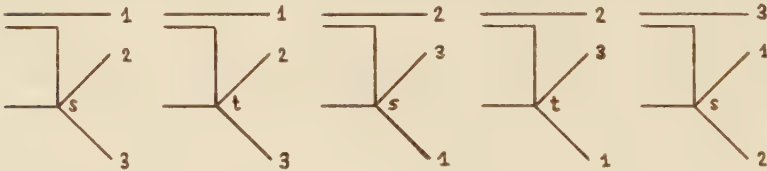
Les termes $\beta M_{i,jk}^P$ représentent un diagramme polaire, les termes suivants correspondent à un ou plusieurs diagrammes triangulaires. En écrivant :

$$\beta T_{i,jk} = \beta M_{i,jk}^P$$

on se limite aux diagrammes polaires. Il est intéressant de connaître la contribution individuelle à $|T|^2$ des différents termes. Nous définissons les quantités $|\beta T(jk)|^2$ comme étant la somme de tous les termes qui correspondent à une paire (jk) donnée, pour un état β (= s ou t) déterminé, les contributions des autres paires étant supposées nulles. Si l'on se limite aux diagrammes polaires, $\beta T_{i,jk}$ et $\beta T_{i,jk}^{3/2}$ sont identiques. Calculons par exemple $|_t T(23)|^2$ dans l'approximation du diagramme polaire :

$$\begin{aligned} |_t T(23)|^2 &= \frac{4}{3} \left(-\sqrt{3} \frac{\hbar^2 \eta}{m} |_t T_{4,23} \right)^2 + \frac{4}{3} \left(\frac{\hbar^2 \eta}{m} |_t T_{4,23} \right)^2 \\ &+ \frac{2}{3} \left(\frac{4\hbar^2 \eta}{m} |_t T_{4,23}^{3/2} \right)^2 \\ &= 12 \left(\frac{\hbar^2 \eta}{m} \right)^2 |_t M_{4,23}^P|^2 \text{ puisque dans ce cas } |_t T_{4,23} = |_t T_{4,23}^{3/2} \end{aligned}$$

Nous remarquons qu'il y a 5 différents diagrammes polaires :



Le nombre de diagrammes triangulaires possibles est de 14.

3) Comparaison avec l'expérience

Les valeurs des paramètres utilisés dans le calcul sont :

longueur de diffusion n-p et p-p singulet :	s_{anp} et s_{app}	$= -23,7 \cdot 10^{-13}$ cm
" " " n-p triplet :	t_{anp}	$= 5,38 \cdot 10^{-13}$ cm
portée effective n-p et p-p singulet :	$r_{o,s}$	$= 2,4 \cdot 10^{-13}$ cm
" " n-p triplet :	$r_{o,t}$	$= 1,7 \cdot 10^{-13}$ cm

En prenant la même valeur pour $s a_{np}$ et $s a_{pp}$ dans ce calcul nous avons négligé les effets coulombiens entre les deux protons et admis l'indépendance de charge. Le pic de section efficace due à l'IEF proton-proton est maximum pour $E_{pp} \approx 400$ keV⁽¹⁹⁾ et s'étend donc sur des énergies relatives plus grandes que le pic neutron-proton⁽¹⁶⁾. Malgré cela, la section efficace IEF p-p diminue rapidement pour une énergie relative supérieure à 1 MeV.

Les approximations ci-dessus sont donc justifiées et ne causent pas d'erreur importante puisque pour toutes les configurations cinématiques l'énergie relative p-p n'est jamais plus faible que 1 MeV. Au point de Treiman-Yang E_{pp} varie entre 1,7 MeV ($\xi = 110^\circ$) et 3,5 MeV ($\xi = 0^\circ$).

Il est possible de tenir compte des effets coulombiens en introduisant pour l'amplitude de diffusion proton-proton l'expression donnée par Phillips⁽¹⁷⁾

$$s A_{pp} = \frac{e^{-i\delta} (F \cos \delta + G \sin \delta)}{f \cdot r_{0,s}}$$

avec : F = fonction d'onde de Coulomb régulière = $C(\eta) f r_{0,s}$

G = fonction d'onde de Coulomb irrégulière

$$= \frac{1}{C(\eta)} \left\{ 1 + \frac{r_{0,s}}{R} \left[\ln \frac{r_{0,s}}{R} + h(\eta) + 2\gamma - 1 \right] \right\}$$

$$f^2 = m_p E_{pp}$$

$$R = \frac{\hbar^2}{m_p e^2} = \text{rayon de Bohr du proton}$$

$$C(\eta) = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1}$$

$$\eta = \frac{\hbar}{2 f R}$$

$h(\eta)$ est une fonction évaluée par⁽¹⁸⁾

$$\gamma = \text{constante d'Euler} = 0,57721566$$

(16) V. Valkovic et al., Phys. Rev. Letters 26 (1971) 394

(17) R.J.N. Phillips, Nucl. Phys. 53 (1964) 650

(18) J.D. Jackson and J.M. Blatt, Rev. Mod. Phys. 22 (1950) 77

(19) H. Brückmann et coll., Conf. on Three Body Problems in Nuclear and Particle Physics, eds J.S.C. McKee and P.M. Rolph (1969) page 238

Le calcul de $\left| {}_s A_{pp} \right|^2$ donne alors

$$\frac{\left(\frac{1}{r_{0,s}} - \frac{1}{s a_{pp}} + \frac{1}{2} r_{0,s} \frac{f^2}{h^2} + \frac{1}{R} \left\{ \ell_n \frac{r_{0,s}}{R} + 28 - 1 \right\} \right)^2}{C^2(\eta) \frac{f^2}{h^2} + \frac{1}{C^2(\eta)} \left(-\frac{1}{s a_{pp}} + \frac{1}{2} r_{0,s} \frac{f^2}{h^2} - \frac{h(\eta)}{R} \right)^2}$$

qui est la formule donnée par Brückmann et coll. ⁽¹⁹⁾

Les figures 32 à 37 illustrent l'allure des différents $\left| {}_{\rho} T(jk) \right|^2$ et l'élément de matrice total $\left| T \right|^2$ en fonction de l'énergie E_1 du spectateur. Le calcul se limite aux diagrammes polaires. On peut calculer l'effet des interférences par la relation $\left| T \right|^2 = \sum \left| {}_{\rho} T(jk) \right|^2$. Nous voyons que dans la région du point de Treiman-Yang ($E_1 = 10,9$ MeV) les deux contributions $\left| {}_s T(23) \right|^2$ et $\left| {}_t T(23) \right|^2$ sont plus importantes que les autres, ce qui confirme les résultats du chap. II sur la prépondérance du diagramme polaire principal. Le maximum en $E_1 = 4,75$ MeV de $\left| {}_s T(31) \right|^2$ et de $\left| {}_t T(31) \right|^2$ surtout visible pour $\mathcal{E} = 0^\circ$ s'explique par l'énergie relative E_{31} faible en cet endroit (0,11 MeV pour $\mathcal{E} = 0^\circ$) qui correspond à une interaction dans l'état final (3,1). La montée en $E_1 > 11$ MeV de $\left| {}_s T(23) \right|^2$ et de $\left| {}_t T(23) \right|^2$ peut être expliquée par une IEF (2,3) qui est très près du domaine de la diffusion quasi libre. Mais cette IEF est indépendante de $\mathcal{E}$ et la valeur de 1,45 MeV de l'énergie relative E_{23} au point de Treiman-Yang permet de voir que l'influence de l'IEF (2,3) dans la région du point de Treiman-Yang est peu importante.

La figure 38 présente les sections efficaces calculées à l'approximation du diagramme polaire pour différents angles de T-Y ($\mathcal{E}$), compte tenu de l'espace de phase $\mathfrak{S}$ (fig. 39) dont la projection sur l'axe E_1 est la même pour tous les $\mathcal{E}$. C'est pour cette raison que nous pouvons comparer directement les sections efficaces expérimentales pour les différents $\mathcal{E}$. On constate que les sections efficaces calculées au point de T-Y varient très peu en fonction de $\mathcal{E}$ comme on s'y attend. Elles passent de 67 mb sr⁻²MeV⁻¹ ($\mathcal{E} = 45^\circ$) à 73 mb sr⁻²MeV⁻¹ ($\mathcal{E} = 110^\circ$). Mais si nous comparons ce résultat à la section efficace expérimentale moyenne de 13 mb sr⁻²MeV⁻¹, nous voyons qu'il y a une différence d'un facteur 5 environ.

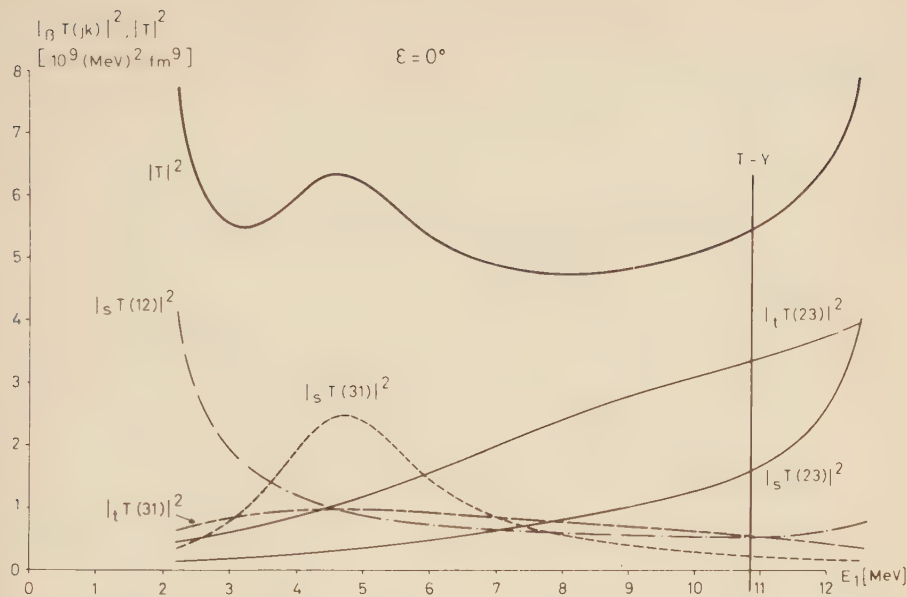


Fig. 32: $H(d,2p)n$, $E_0=20$ MeV, $\epsilon = 0^\circ$. Calcul des différentes composantes $|\beta T(jk)|^2$ et de l'élément de matrice total $|T|^2$ par les diagrammes polaires de Komarov-Popova.

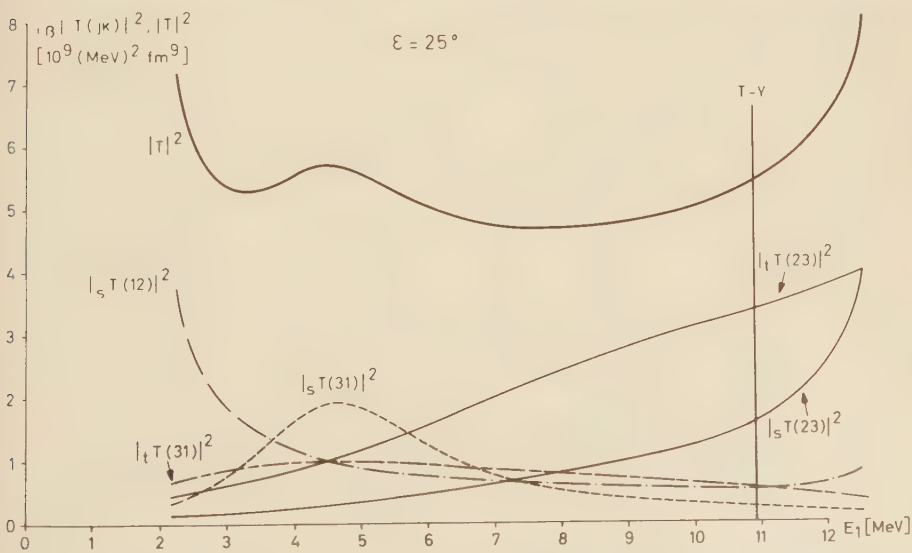


Fig. 33: $H(d,2p)n$, $E_0=20$ MeV, $\epsilon = 25^\circ$. Calcul des différentes composantes $|\beta T(jk)|^2$ et de l'élément de matrice total $|T|^2$ par les diagrammes polaires de Komarov-Popova.

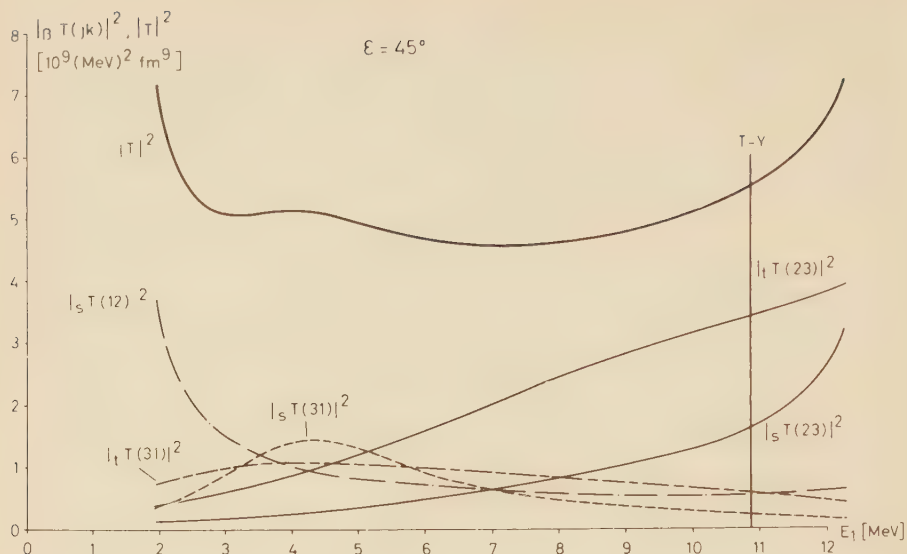


Fig. 34: $H(d,2p)n$, $E_0=20$ MeV, $\varepsilon = 45^\circ$. Calcul des différentes composantes $|T(jk)|^2$ et de l'élément de matrice total $|T|^2$ par les diagrammes polaires de Komarov-Popova.

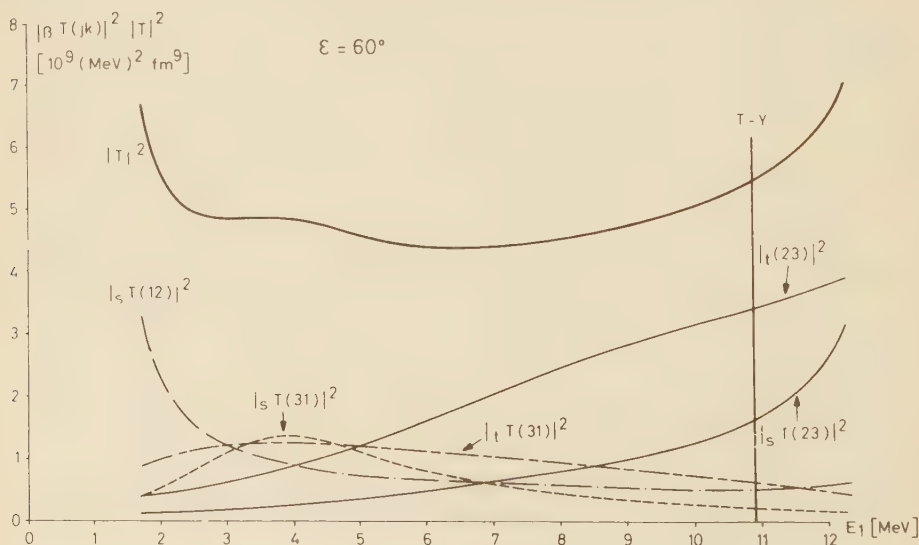


Fig. 35: $H(d,2p)n$, $E_0=20$ MeV, $\varepsilon = 60^\circ$. Calcul des différentes composantes $|T(jk)|^2$ et de l'élément de matrice total $|T|^2$ par les diagrammes polaires de Komarov-Popova.

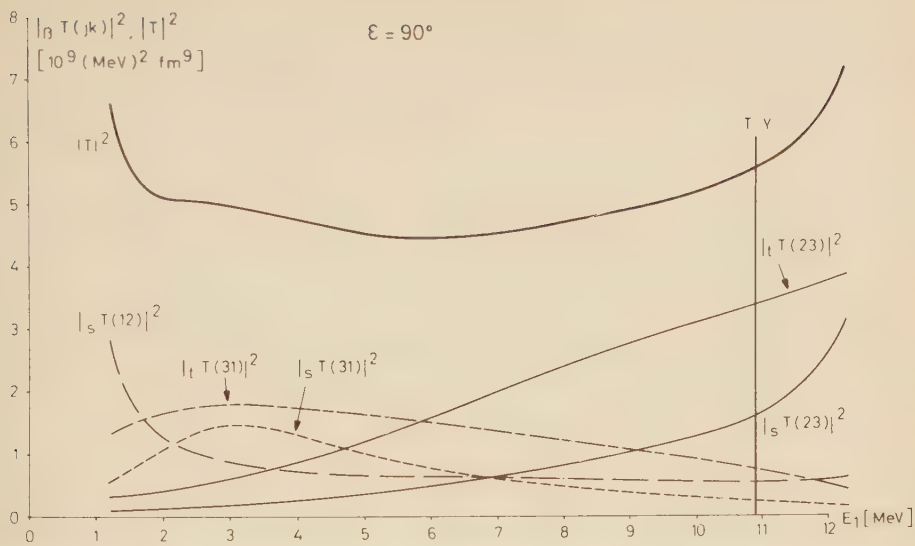


Fig. 36: $H(d,2p)n$, $E_0=20$ MeV, $\epsilon = 90^\circ$. Calcul des différentes composantes $|T(jk)|^2$ et de l'élément de matrice total $|T|^2$ par les diagrammes polaires de Komarov-Popova.

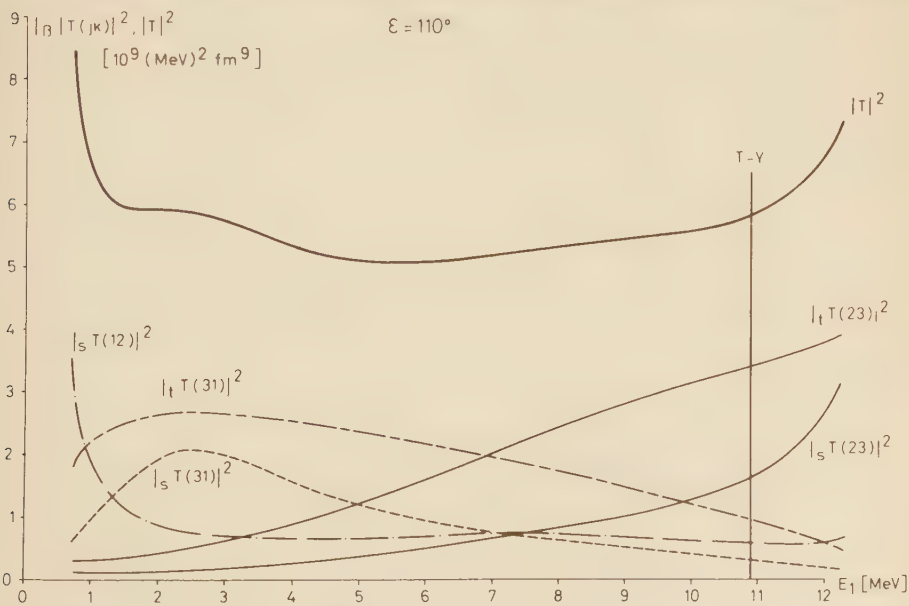


Fig. 37: $H(d,2p)n$, $E_0=20$ MeV, $\epsilon = 110^\circ$. Calcul des différentes composantes $|T(jk)|^2$ et de l'élément de matrice total $|T|^2$ par les diagrammes polaires de Komarov-Popova.

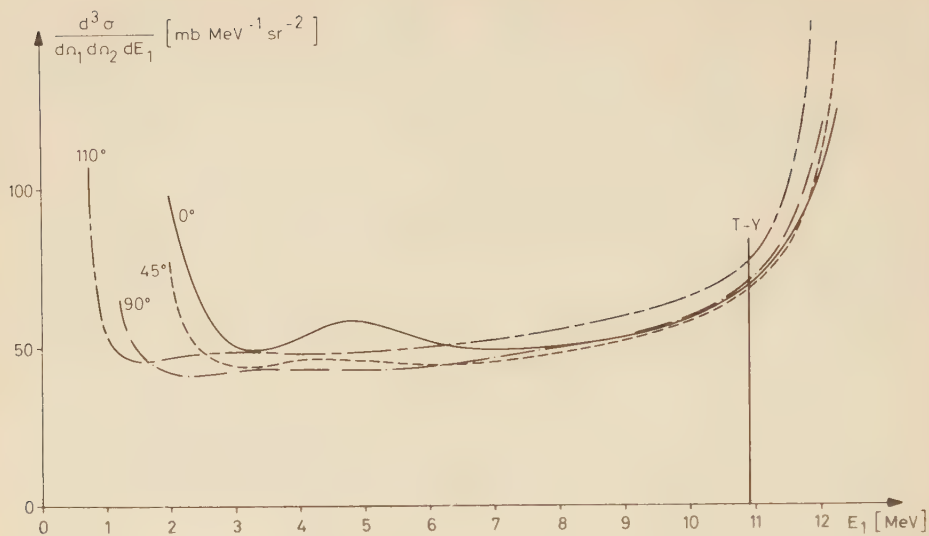


Fig. 38: $H(d,2p)n$, $E_0 = 20$ MeV. Section efficace pour différents angles de T-Y ($\xi = 0^\circ$, 45° , 90° , 110°) calculée avec les graphes polaires de Komarov-Popova.

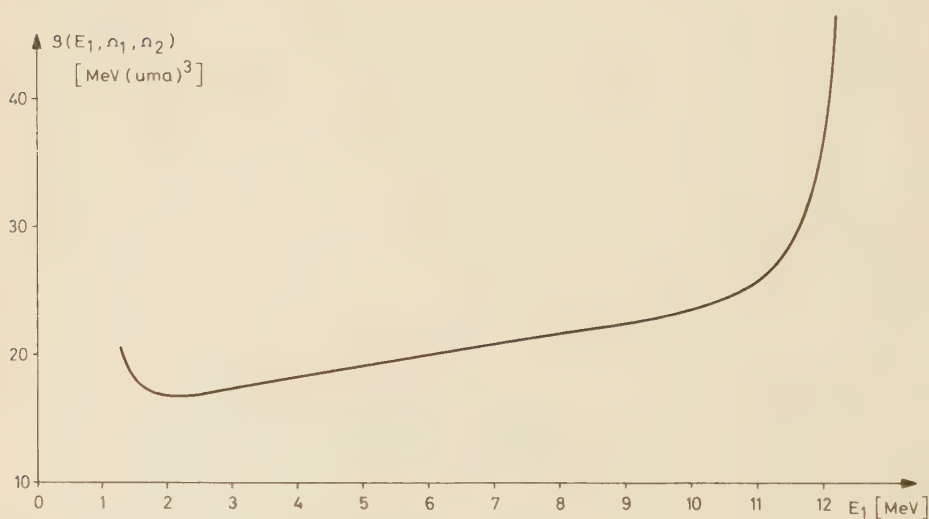


Fig. 39: $H(d,2p)n$, $E_0 = 20$ MeV.

Projection sur l'axe E_1 de l'espace de phase.

Si le critère de T-Y était vérifié, donc si toutes nos sections efficaces expérimentales s'alignaient sur une droite horizontale (fig. 31), le calcul des diagrammes polaires devrait donner un résultat voisin de la valeur expérimentale à condition que ce calcul soit fait sans approximations trop grossières. La bonne connaissance de la fonction d'onde de Hulthén du deuton permet d'avoir confiance dans le facteur G, mais nous avons fait une approximation en prenant l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon "sur la couche de masse". Les effets "hors de la couche de masse" ou "off-shell" seront discutés dans le prochain paragraphe. Dans notre cas, bien que nous soyons assez loin de la couche de masse (cf. paragraphe suivant), nous ne pensons pas que cet effet à lui seul puisse expliquer une différence d'un facteur 5. Cet écart confirme donc le résultat expérimental qui donne un niveau de confiance de $5 \cdot 10^{-3}$ pour que le critère de Treiman-Yang soit vérifié.

Les figures 40 à 42 présentent comme exemple la section efficace calculée avec les diagrammes polaires pour $\epsilon = 0^\circ$, 45° et 90° . Pour $\epsilon = 45^\circ$ les diagrammes triangulaires ont été calculés avec l'expression analytique, c'est-à-dire avec une constante proportionnelle à r_0 pour la matrice t en bas du diagramme. La section efficace avec ces deux types de graphes est dans la région du point de T-Y environ 200 fois plus grande que pour le cas polaire et 1000 fois plus grande que l'expérience. Ceci confirme qu'à l'énergie incidente relativement faible de 20 MeV dans le laboratoire - dans le système du centre de masse cela correspond à une énergie supérieure de 4,45 MeV seulement au seuil de la réaction - la série des diagrammes diverge ou ne converge que très lentement. Le fait surprenant est que la forme des spectres est en général bien représenté, malgré la divergence des séries, que ce soit la série des diagrammes de Komarov et Popova ou la série des termes de l'itération des équations de Faddeev⁽²⁰⁾. Une convergence très lente d'une série se traduit par la nécessité de tenir compte d'un grand nombre de termes. Ceci confirme donc l'idée qu'il n'est pas possible à basse énergie de décrire la DQL par nombre limité de diagrammes.

(20) C. Perrin et coll., Birmingham Conf. on Three Body Problems in Nuclear and Particle Physics (1969), page 40 (discussion)

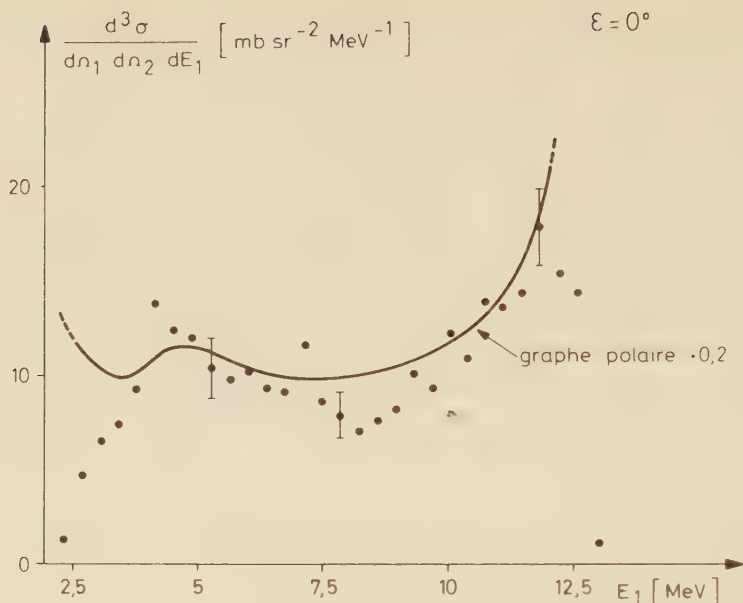


Fig. 40: $H(d,2p)n$, $E_0 = 20$ MeV, $\epsilon = 0^\circ$. Comparaison de l'expérience avec la section efficace calculée avec les diagrammes polaires.

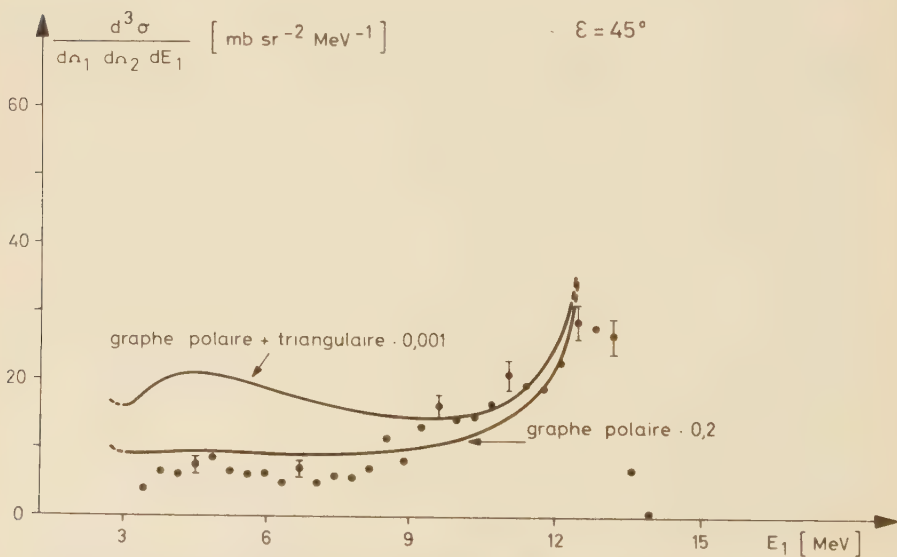


Fig. 41: $H(d,2p)n$, $E_0 = 20$ MeV, $\epsilon = 45^\circ$. Comparaison de l'expérience avec la section efficace calculée avec les diagrammes polaires et triangulaires.

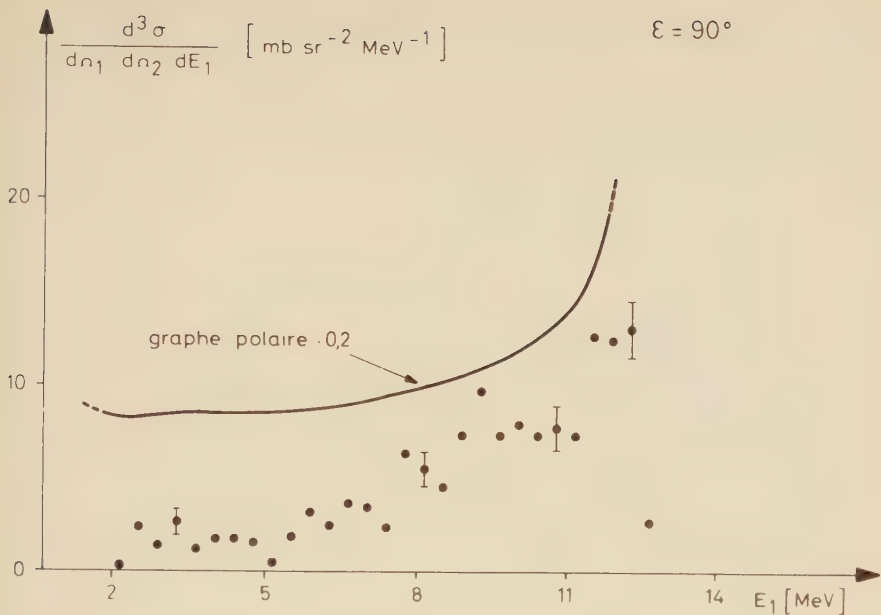


Fig. 42: $H(d,2p)n$, $E_0 = 20$ MeV, $\epsilon = 90^\circ$. Comparaison de l'expérience avec la section efficace calculée avec les diagrammes polaires.

V.3 Effets "off-shell" ⁽⁷⁾

Définissons l'expression "sur la couche de masse" :

L'amplitude de diffusion $T_{if} = \langle f | T | i \rangle$ est telle que $E_i = E_f$. Si l'on a $E_i \neq E_f$, on est "hors de la couche de masse".

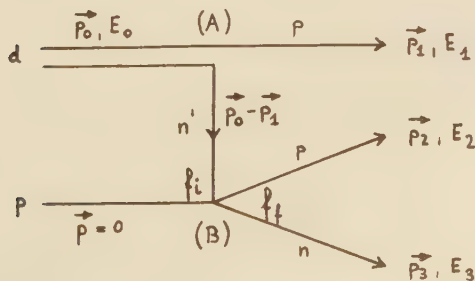
Par exemple l'énergie E est conservée dans la réaction $d+p \rightarrow p+p+n$,

$$(E_0 + Q = E_1 + E_2 + E_3)$$

mais l'énergie n'est pas conservée dans (cf figure)

$$1) \quad d \rightarrow p+n \quad (A)$$

$$2) \quad n+p \rightarrow n+p \quad (B)$$



La distance de la couche de masse s'exprime par

$$\Delta E = E_f - E_i$$

avec : $E_f = \frac{p_f^2}{m}$ et $E_i = \frac{p_i^2}{m}$

Les impulsions relatives sont données par

$$p_f = \frac{1}{2} (\vec{p}_2 - \vec{p}_3) \text{ et } p_i = \frac{1}{2} (\vec{p}_0 - \vec{p}_1)$$

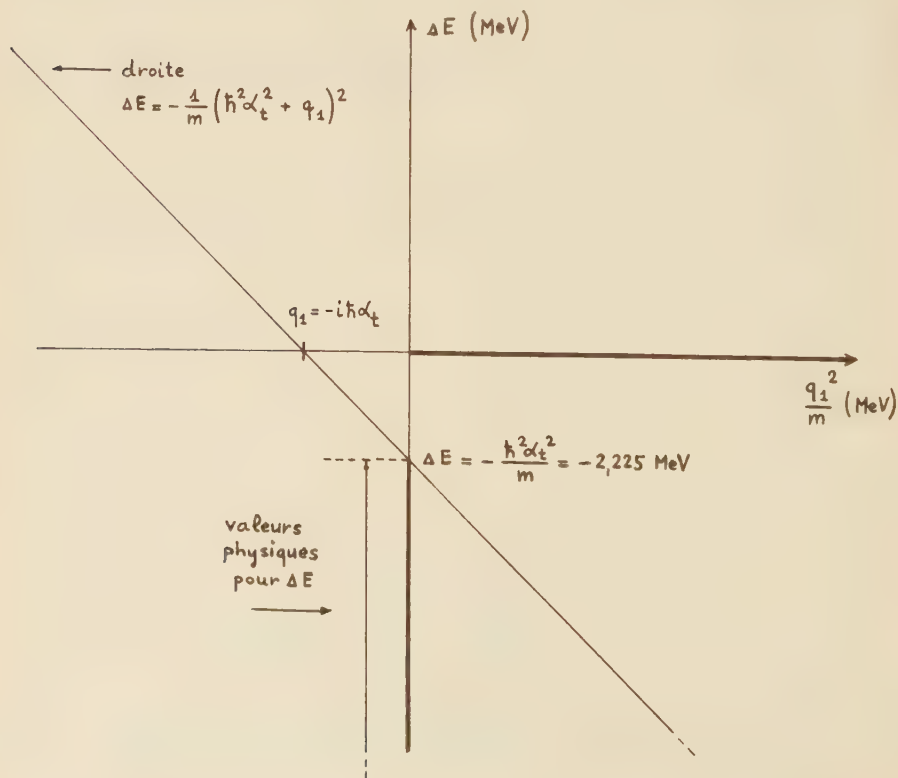
Après quelques calculs il vient

$$\Delta E = - \frac{1}{m} (\hbar^2 \alpha_t^2 + q_1^2)$$

Dans le plan $(\frac{q_1^2}{m}, \Delta E)$ cette relation correspond à une droite à 45° qui croise l'axe ΔE en

$$- \frac{\hbar^2 \alpha_t^2}{m} = -2,225 \text{ MeV (cf. figure).}$$

Les valeurs physiques pour ΔE sont les valeurs pour lesquelles $\frac{q_1^2}{m} \geq 0$.



Ceci donne $|\Delta E| \gg 2,225$ MeV. Au point de Treiman-Yang (cf. figure 5) ΔE vaut 4,025 MeV. ΔE est donc du même ordre de grandeur que les énergies des particules sortantes. Mais une étude systématique des effets off-shell pour des énergies incidentes comprises entre 10 et 200 MeV montre que malgré un ΔE relativement grand, ces effets sont faibles ($\approx 5-7\%$ pour $E_0 = 10$ MeV)⁽²¹⁾.

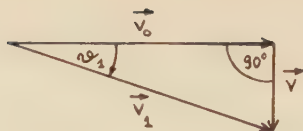
V.4 Complément au test de Treiman-Yang

Le critère de T-Y étant une condition nécessaire mais pas suffisante pour la dominance du diagramme polaire, Shapiro⁽²²⁾ et Kolybasov⁽²³⁾ ont proposé une deuxième partie du critère qui permettrait de compléter le test de T-Y surtout dans les cas où les graphes triangulaires etc. peuvent aussi satisfaire ce test⁽²²⁾. Il s'agit dans cette deuxième partie d'une mesure de la section efficace en fonction de l'énergie incidente pour un transfert d'impulsion et une énergie relative constante. Si le diagramme polaire est dominant, l'élément de matrice doit être indépendant de l'énergie incidente. Nous avons essayé d'appliquer ce raisonnement à la réaction $H(d,2p)n$ pour des énergies supérieures à 20 MeV et examiné la possibilité de calculer des configurations cinématiques favorables. Nous avons rencontré des difficultés considérables liées à la réaction particulière $H(d,2p)n$ qui interdisent pratiquement une telle mesure et cela pour les deux raisons suivantes :

- a) L'angle de détection du proton spectateur
- b) L'indiscernabilité de deux des trois particules dans l'état final.

a) Nous avons choisi des conditions cinématiques (chap. II) où les deux nucléons du deuton partent perpendiculairement au faisceau incident. Nous pouvons dessiner alors le diagramme des vitesses suivant :

-
- (21) I. Slaus, Birmingham Conf. on Three Body Problems in Nuclear and Particle Physics (1969), page 376
 - (22) I.S. Shapiro et V.M. Kolybasov, CERN Trans. 68/13 (1968) 5
 - (23) V.M. Kolybasov, SJNP 5 (1967) 202



avec $\vec{v}_0 = \frac{\vec{p}_0}{2m}$; $\vec{v}_1 = \frac{\vec{p}_1}{m}$ et $\vec{v} = \frac{\vec{q}_1}{m}$

Ceci conduit (théorème de Pythagore) à la relation

$$E_1 = \frac{1}{2} E_0 + \frac{q_1^2}{2m}$$

On voit immédiatement que l'augmentation de l'énergie incidente (donc de $\vec{v}_0$) entraîne une diminution de l'angle φ_1 pour $\vec{q}_1$ constant. Cet angle dont la valeur de 16,5° à 20 MeV est déjà critique à cause de la charge sur le détecteur à jonction diminue encore. Nous avons calculé à 25 MeV une configuration dans le plan avec le même transfert d'impulsion $\vec{q}_1$ et la même énergie relative E_{23} au voisinage du point de Treiman-Yang. La valeur des angles calculés est la suivante (en comparaison avec $\epsilon = 0^\circ$ à 20 MeV) :

$\epsilon(^{\circ})$	énergie incidente E_0 (MeV)	énergie spectateur E_1 (MeV) au point de T-Y	$\theta_1(^{\circ})$	$\phi_1(^{\circ})$	$\theta_2(^{\circ})$	$\phi_2(^{\circ})$
0	20	10,9	16,5	180	36,5	0
0	25	16,0	12,5	180	33	0

b) Comme nous l'avons vu, l'indiscernabilité de deux des nucléons dans l'état final conduit à la possibilité d'avoir trois diagrammes polaires qui donnent des distributions différentes des événements le long de la même courbe cinématique. Les calculs par la méthode de K-P pour les configurations ci-dessus à 20 et 25 MeV montrent que pour des angles φ_1 très petits il est tout à fait possible de trouver des configurations donnant les mêmes éléments de matrice $|_s T(23)|^2$ et $|_t T(23)|^2$ pour des énergies incidentes différentes (fig. 43).

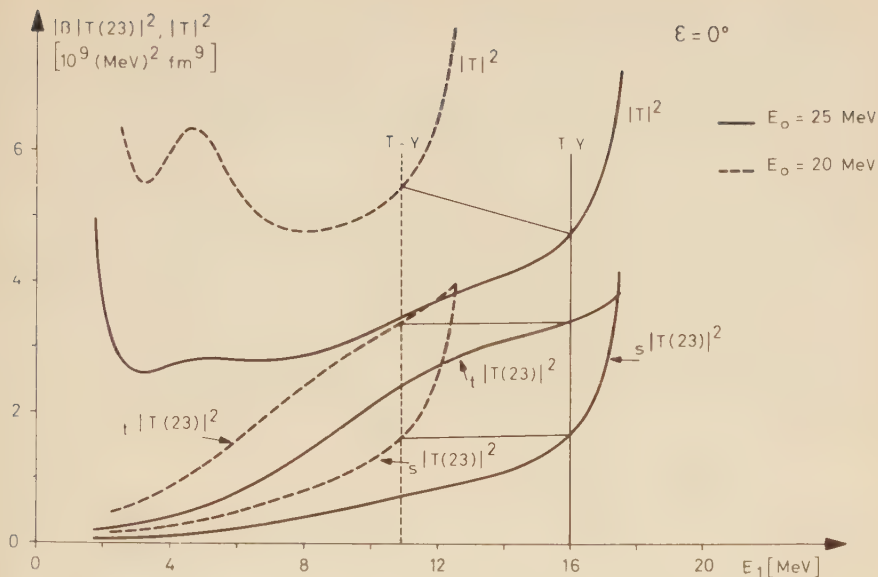


Fig. 43: $H(d,2p)n$, $E_0 = 20$ et 25 MeV, $\epsilon = 0^\circ$. Complément au critère de Treiman-Yang. Variation de l'énergie incidente pour un transfert d'impulsion $\vec{q}_1$ et une énergie relative E_{23} fixée.

Mais les autres éléments de matrice varient nécessairement, ce qui conduit à des sections efficaces différentes (fig. 43). Il se pourrait donc que l'élément de matrice $|T(23)|^2$ soit indépendant de l'énergie incidente mais qu'expérimentalement $|T|^2$ varie à cause des contributions variables des deux autres diagrammes polaires.

Dans le cas des réactions ${}^6\text{Li}(p,p\alpha){}^4\text{He}$ et ${}^6\text{Li}(p,p\alpha){}^2\text{H}$ le spectateur n'est pas détecté. Les angles des différentes configurations sont donc nettement plus grands. D'autre part les particules dans l'état final sont discernables (un seul diagramme polaire par réaction). Les deux objections ci-dessus ne sont donc pas valables pour la réaction $p+{}^6\text{Li}$ et rien ne s'oppose à la réalisation expérimentale de ce complément au critère de T-Y, si le critère lui-même est en accord avec la dominance du diagramme polaire.

V.5 L'approximation de Kuckes, Wilson et Cooper (KWC)

L'étude de la diffusion quasi libre se fait souvent en choisissant des conditions cinématiques telles qu'un des transferts d'impulsion $\vec{q}_i$ soit nul. En se plaçant ainsi le plus près possible du pôle en transfert d'impulsion, on peut s'attendre à une section efficace maximale. De plus, dans le cas de particules indiscernables dans l'état final, les diagrammes principaux sont dominants. Dans le calcul en approximation du diagramme polaire il suffit alors de tenir compte du diagramme polaire principal. Si l'on remplace d'autre part le carré de l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon par la section efficace expérimentale $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, on obtient l'approximation de KWC. Dans notre cas $\frac{d\sigma}{d\Omega}(n,p)$ peut être calculé à partir de σ_{np} total par

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(n,p) = \frac{1}{4\pi} \sigma_{np}$$

Ceci est possible parce que la diffusion n-p est isotrope au-dessous d'une énergie incidente de 20 MeV⁽²⁴⁾. La figure 44 présente la section efficace totale n-p en fonction de l'énergie incidente⁽²⁵⁾. Mais à basse énergie la distance de la couche de masse ΔE est souvent importante. Dans notre cas l'énergie relative est, avant la diffusion à 2 corps de 5,45 MeV et après de 1,45 MeV, ce qui correspond à 10,9 MeV et 2,9 MeV dans le laboratoire. Cela conduit à deux valeurs pour la section efficace $\frac{d\sigma}{d\Omega}$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{10,90} = 67 \text{ mb sr}^{-1}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{2,90} = 187 \text{ mb sr}^{-1}$$

L'écart entre les deux valeurs est d'un facteur 3.

C'est donc pour deux raisons que nous n'avons pas interprété nos mesures par la méthode KWC :

1) Nous sommes à 0,9 MeV du maximum du pôle en transfert d'impulsion. Bien que le diagramme polaire principal soit dominant, les autres diagrammes ne sont pas complètement négligeables.

2) Nous ne connaissons pas la vraie valeur pour $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ puisque nous sommes assez loin de la couche de masse.

(24) W.N. Hess, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 368

(25) Absolute Cross Sections of Neutron Induced Reactions, BNL 325 (Brookhaven National Laboratory)

L'approximation de KWC est donc surtout valable près du pôle en transfert d'impulsion et à des énergies incidentes beaucoup plus grandes que la distance de la couche de masse, c'est-à-dire à des énergies de liaison très faibles comparées aux énergies incidentes.

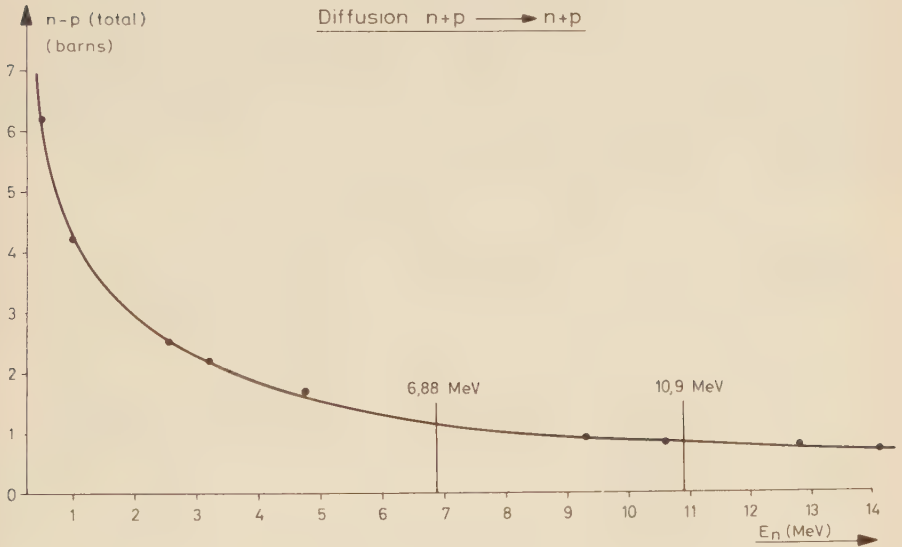


Fig. 44 : Section efficace élastique n-p totale en fonction de E_n .

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_{n-p}}{4\pi}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{2.9} = \frac{2.35 \text{ b}}{4\pi \text{ sr}} = \underline{\underline{187 \text{ mb sr}^{-1}}}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{10.9} = \frac{0.84 \text{ b}}{4\pi \text{ sr}} = \underline{\underline{67 \text{ mb sr}^{-1}}}$$

V.6 Calcul des diagrammes par itération des équations de Faddeev et comparaison avec l'expérience

Il est en principe possible de résoudre le problème à 3 corps de façon exacte en utilisant la théorie de Faddeev⁽²⁶⁾. Pratiquement ces équations sont résolues par itération. On obtient ainsi un développement en série de diffusions multiples qui correspond à la série des diagrammes de Komarov-Popova. Grâce à l'amabilité de Mme Durand⁽²⁷⁾ nous avons pu comparer nos résultats expérimentaux au terme inhomogène et à la première itération de ces équations (diagrammes polaires + diagrammes triangulaires). Ces calculs sont basés sur un modèle utilisant un potentiel à 2 corps séparable, dépendant du spin, de Yukawa-Yamaguchi⁽²⁸⁾ :

$$V(r) = \frac{e^{-\beta r}}{r} \quad (\text{Yukawa})$$

Par définition du potentiel séparable on a :

$$\langle \vec{r} | V | \vec{r}' \rangle = -\lambda \frac{\hbar^2}{m} V(r) V(r') = -\lambda \frac{\hbar^2}{m} \frac{e^{-\beta(r+r')}}{rr'}$$

$$\langle \vec{p} | V | \vec{p}' \rangle = -\lambda \frac{\hbar^2}{m} (4\pi)^2 g(p) g(p') = -\lambda \frac{\hbar^2}{m} (4\pi)^2 \frac{1}{(p^2 + \beta^2)(p'^2 + \beta^2)} \quad (\text{Yamaguchi})$$

avec : $a = \frac{2(\alpha + \beta)^2}{\alpha\beta(\alpha + 2\beta)} =$ longueur de diffusion

$r_0 = \frac{(\alpha + \beta)^2 + 2\beta^2}{\beta(\alpha + \beta)^2} =$ portée effective ; $\lambda = \frac{\beta(\alpha + \beta)^2}{2\pi}$

$$E_{\text{deuteron}} = -\frac{\hbar^2 \alpha^2}{m} \text{ et } \frac{1}{a} = \alpha - \frac{1}{2} r_0 \alpha^2$$

La figure 45 présente ces calculs en comparaison avec l'expérience pour $\epsilon = 0^\circ$. Nous remarquons qu'à 20 MeV la série des diffusions multiples comme la série des diagrammes diverge ou ne converge que très lentement. Mais les sections efficaces obtenues sont nettement plus voisines de l'expérience. La différence d'un facteur 3 environ entre le terme inhomogène et le diagramme polaire s'explique par l'expression mathématique introduite dans la matrice t au bas du diagramme.

(26) L.D. Faddeev, Soviet Physics - JETP 12 (1961) 1014

(27) M. Durand, Thèse, Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble (1971)

(28) Y. Yamaguchi, Phys. Rev. 95 (1954) 1628

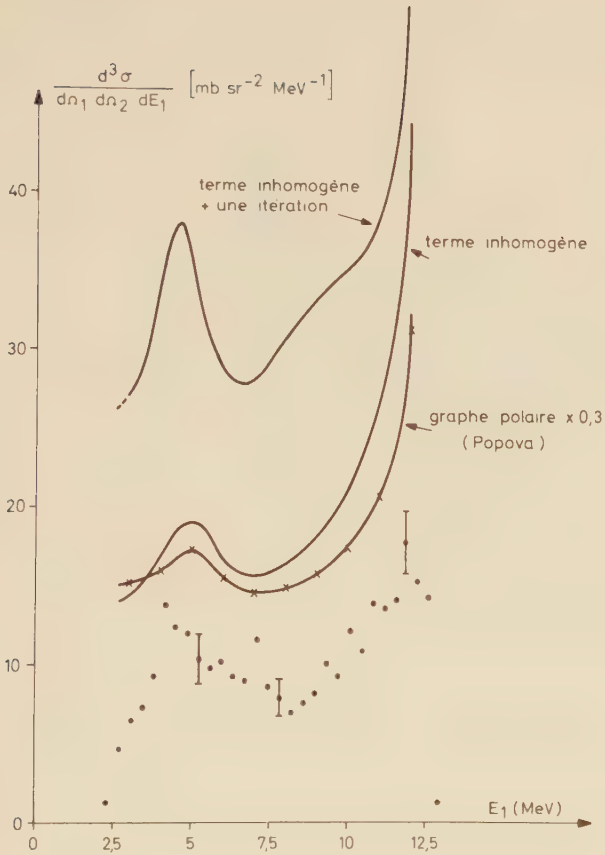


Fig. 45 : $H(d,2p)n$, $E_0 = 20 \text{ MeV}$, $\epsilon = 0^\circ$.

Comparaison avec l'expérience de la section efficace calculée

- avec les diagrammes polaires de Komarov-Popova
- avec le terme inhomogène de la série déduite de l'itération des équations de Faddeev
- avec le terme inhomogène plus une itération.

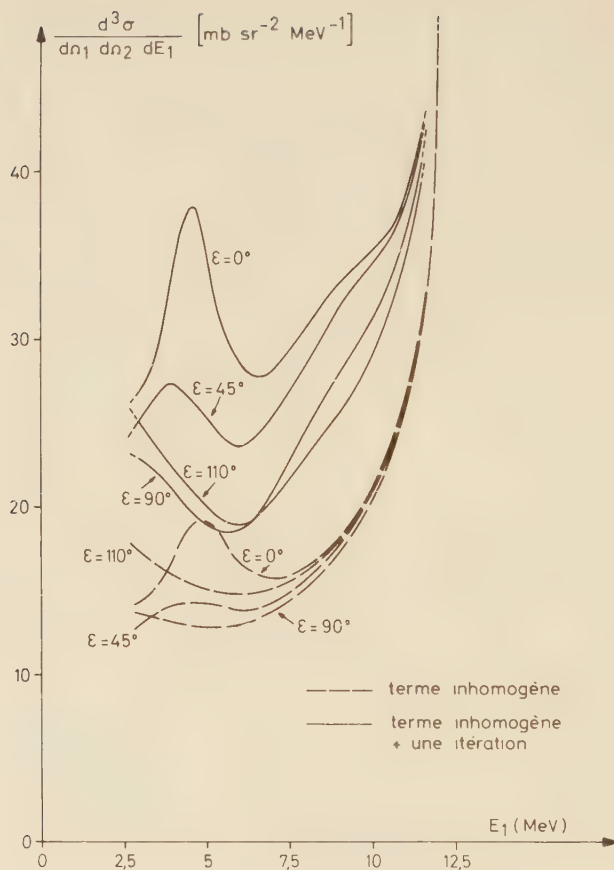


Fig. 46 : $H(d,2p)n$, $E_0 = 20 \text{ MeV}$.

Section efficace obtenue par itération des équations de Faddeev en fonction de E_1 pour différents angles de Treiman-Yang (ξ).

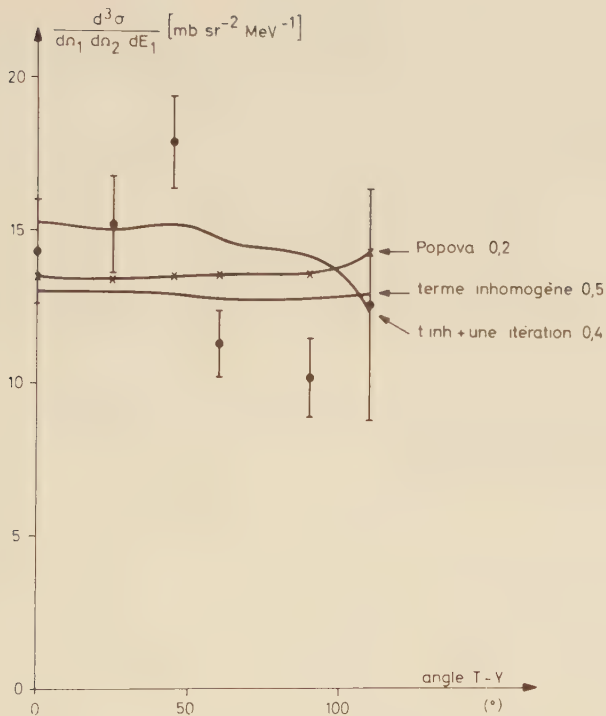


Fig. 47 : $H(d,2p)n$, $E_0 = 20 \text{ MeV}$.

Comparaison des points expérimentaux avec les sections efficaces calculées en fonction de l'angle de Treiman-Yang (ϵ).

Pour le diagramme polaire on introduit un développement en puissance de k , linéaire en r_0 ; pour le terme inhomogène par contre nous avons le potentiel séparable de Yukawa-Yamaguchi. La figure 46 donne l'allure de la section efficace calculée avec le terme inhomogène et le terme inhomogène + la 1ère itération pour quelques valeurs de ϵ . On voit que dans la région du point de T-Y ($9 \text{ MeV} \leq E_1 \leq 12 \text{ MeV}$) le terme inhomogène ne dépend pas de ϵ . La première rediffusion par contre varie avec ϵ ce qui n'était pas le cas pour l'expression analytique du diagramme triangulaire. La figure 47 présente ces variations de section efficace en fonction de ϵ en comparaison avec l'expérience. Il est tout à fait normal que la 1ère rediffusion varie avec ϵ puisque dans un diagramme triangulaire la direction du nucléon échangé n'est pas un axe de symétrie. Mais cette variation relativement faible par rapport aux points expérimentaux suggère qu'à 20 MeV il faut inclure un grand nombre de diagrammes dans le calcul pour rendre compte de la distribution des points expérimentaux.

Chapitre VI - DISCUSSION ET CONCLUSIONS

Le but de ce travail était de déterminer si à 20 MeV la diffusion quasi-élastique dans la fracture du deuton pouvait être décrite par des diagrammes polaires uniquement. Pour cela nous avons appliqué le critère de Treiman-Yang et calculé des diagrammes par deux méthodes : Le calcul de Komarov-Popova et la résolution de termes du développement en série déduit de la théorie de Faddeev. Les résultats obtenus sont les suivants :

- 1) Le test de Treiman-Yang n'est pas vérifié pour la réaction $H(d,2p)n$ à 20 MeV. Bien que la variation des points expérimentaux en fonction de ϵ pourrait être plus importante, le χ^2 obtenu avec le fit par une droite horizontale est très mauvais, ce qui indique que la probabilité que le critère soit vérifié est très faible.
- 2) Le calcul des graphes polaires par la méthode de Komarov-Popova représente bien la forme du spectre mais donne une section efficace 5 fois trop grande. Les diagrammes triangulaires donnent des contributions beaucoup trop grandes et le diagramme triangulaire principal est indépendant de ϵ . Cela s'explique par l'approximation grossière faite en introduisant une constante pour la matrice t en bas du diagramme.
- 3) Les premiers termes de la série des diffusions multiples obtenue par la théorie de Faddeev ne convergent pas rapidement. Le terme inhomogène est ~ 2 fois plus grand que l'expérience et indépendant de ϵ . La première itération n'est plus indépendante de ϵ mais varie moins que les points expérimentaux.

Les résultats de l'expérience et des calculs concordent donc dans le sens qu'il faut introduire plusieurs diagrammes pour rendre compte correctement de la diffusion quasi-libre dans la réaction $H(d,2p)n$ à 20 MeV. Comme le diagramme polaire à lui seul représente bien la forme du spectre expérimental, l'introduction des diagrammes d'ordre supérieur ne doit pas modifier cette forme. Signalons que dans les calculs il n'a pas été tenu compte d'effets "hors de la couche" (cf. chap. V.3).

Pour mettre en évidence une dominance éventuelle du diagramme polaire, il faudrait répéter l'expérience à une énergie incidente de ~ 100 MeV. La détection du spectateur n'étant pas possible à ces énergies (cf. chap.V.4) il faudrait choisir des protons incidents sur une cible de deutérium $[{}^2\text{H}(p,2p)n]$ avec le neutron spectateur. Pour supprimer aussi l'indiscernabilité des particules dans l'état final, c'est-à-dire la présence de plusieurs diagrammes du même type qui contribuent à l'élément de matrice, il faudrait trouver des réactions avec trois particules différentes (et de préférence chargées) dans l'état final. Nous sommes ainsi amenés à considérer des réactions du type $p + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d + p$ à une énergie incidente de 50 MeV qui est voisine de l'énergie maximale disponible au cyclotron de Grenoble.

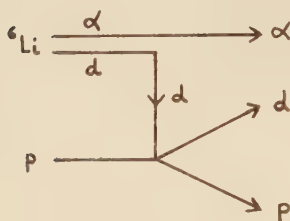
2ème partie

Etude par le test de Treiman-Yang de la diffusion quasi-élastique
dans la réaction ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ à 50 MeV

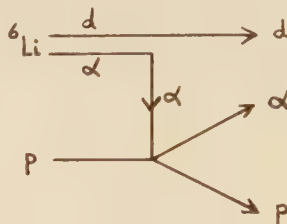
Chapitre VII - GENERALITES

VII.1 Introduction

En admettant une structure en cluster $(\alpha-d)^*$ du noyau ${}^6\text{Li}$ il est possible de représenter la diffusion quasi-libre dans la réaction ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$ et ${}^6\text{Li}(p,p\alpha){}^2\text{H}$ par deux diagrammes polaires :



${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$



${}^6\text{Li}(p,p\alpha){}^2\text{H}$

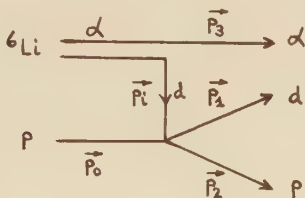
Dans le diagramme de gauche la particule alpha est le spectateur et le deuteron échangé, dans le diagramme de droite c'est l'inverse. D'après Shapiro⁽⁴⁾ le critère de Treiman-Yang appliqué à cette réaction est un test du diagramme polaire dans le cas où le spin de la particule échangée est 0 ou $\frac{1}{2}$, ou si le moment cinétique relatif $\ell_{\alpha d} = 0$ dans ${}^6\text{Li}$. En étudiant les réactions $\text{H}(d,2p)\text{n}$; ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$ et ${}^6\text{Li}(p,p\alpha){}^2\text{H}$ nous avons la possibilité d'échanger un neutron ou proton (spin $\frac{1}{2}$), un alpha (spin 0) ou un deuteron (spin 1). Les diagrammes polaires ci-dessus représentent les processus virtuels suivants :

- La désintégration du ${}^6\text{Li}$ en alpha et deuteron
- Les réactions à deux corps $p+d \rightarrow p+d$ ou $p+\alpha \rightarrow p+\alpha$

*On admet généralement que le noyau de ${}^6\text{Li}$ est formé d'un cluster $(\alpha-d)$ et que le cluster $({}^3\text{He} - {}^3\text{H})$ ne joue qu'un rôle mineur. Voir p. exemple K. Wildermuth et W. McClure, Springer Tracts in Modern Physics, vol. 41, page 115.

De même que dans le cas $H(d,2p)n$, le but de cette étude est de déterminer si la diffusion quasi-libre peut être décrite à l'aide des diagrammes polaires de la figure ci-dessus. En choisissant une énergie incidente de 50 MeV qui est beaucoup plus grande que l'énergie de liaison du cluster (α -d) de 1,47 MeV, nous espérons nous trouver dans une région d'énergie où la dominance du diagramme polaire ne semble pas improbable a priori.

Examinons le diagramme polaire de la réaction ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$ (cf. figure ci-dessous) :



Comme le proton est le projectile et le ${}^6\text{Li}$ au repos, l'impulsion $\vec{p}_i$ du deuton échangé est égale à l'impulsion de l'alpha avec le signe opposé :

$$\vec{p}_i = -\vec{p}_3$$

Le transfert d'impulsion sera simplement donné par :

$$\vec{q} = -\vec{p}_i = \vec{p}_3$$

Nous allons faire le même raisonnement que lors de la réaction $H(d,2p)n$; c'est-à-dire nous admettons que le deuton échangé interagisse avec la cible (proton) et que la direction du deuton échangé soit l'axe de symétrie autour duquel on tourne avec les détecteurs 1 et 2. Il faut alors se placer dans le système où le proton incident est au repos. Ce système est appelé "anti-laboratoire".

Les trois particules dans l'état final ont toutes des masses différentes et sont donc discernables. Les autres diagrammes polaires obtenus par permutation des particules dans l'état final qui contribuent à l'élément de matrice dans le cas $H(d,2p)n$ correspondent ici, pour un ensemble d'angles de détection fixé, à des courbes cinématiques différentes et peuvent donc être facilement séparés par identification des particules.

Ceci simplifie beaucoup les conditions cinématiques imposées. Par contre, la recherche de géométries favorables se complique pour deux raisons :

a) Le spectateur d'énergie très faible n'étant pas détecté, les deux autres télescopes sont hors du plan. Mais une rotation simultanée de ces détecteurs autour du faisceau incident permet toujours de placer l'un des deux dans le plan.

b) Dans la deuxième étape du diagramme polaire (réaction à deux corps $p + d \rightarrow p + d$ ou $p + \alpha \rightarrow p + \alpha$) il ne suffit plus de veiller à une énergie relative assez grande pour éviter des interactions dans l'état final. Nous sommes en présence de résonances, notamment d'états excités du ^5Li ou éventuellement de ^3He qui d'ailleurs, s'ils existent, peuvent être séparés et identifiés dans certaines configurations cinématiques particulières.

Tous ces problèmes de cinématique seront discutés en détail dans le chapitre VIII.

A 50 MeV où des canaux de réaction (p,t) , $(p, ^3\text{He})$ etc. sont ouverts même lors d'une dominance du cluster $(\alpha-d)$, il est important de pouvoir séparer les protons, deutons et tritons d'une part et les ^3He et alphas d'autre part. Le système de détection et l'électronique qui permettent cette séparation font l'objet du chapitre IX.

VII.2 Tableau des expériences complètes des réactions $^6\text{Li}(p, pd)^4\text{He}$, $\text{Li}(p, p\alpha)^2\text{H}$ et $\text{Li}(p, d\alpha)\text{H}$

Ce tableau présente les expériences complètes des réactions ci-dessus réalisées jusqu'à présent avec l'indication de l'énergie incidente (E_0), la réaction étudiée et le but de l'expérience.

Auteurs et référence	Energie incidente(Mev)	Réactions étudiées	But de l'expérience
M. Jain et coll. Nucl. Phys. <u>A153</u> (1970)49 Phys. Letters <u>22</u> (1969)242	56,5	${}^6\text{Li}(\text{p},\text{p}\alpha){}^2\text{H}$ et ${}^6\text{Li}(\text{p},\text{d}\alpha)\text{H}$	Détermination de la fonction d'onde en cluster (α -d) du ${}^6\text{Li}$ en admettant l'approximation dite PWIA (Plane Wave Impulse Approximation)
K.H. Bray et coll. Birmingham Conf. on Three- Body Problem (1969) 139 Phys. Rev. <u>C3</u> (1971)1771	45	${}^6\text{Li}(\text{p},\text{d}\alpha)\text{H}$	Recherche de niveaux excités dans le ${}^3\text{He}$ et d'interactions p-d dans l'état final
R.L. Liebert et coll. Montreal Conf. on Nucl. Structure (1969)304	19	${}^6\text{Li}(\text{p},\text{pd}){}^4\text{He}$	Test de Treiman-Yang (les résultats préliminaires indiquent que le critère est vérifié)
V. Valkovic et coll. Nucl. Phys. <u>A106</u> (1968)138	9 et 10	${}^6\text{Li}(\text{p},\text{pd}){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(\text{p},\text{p}\alpha){}^2\text{H}$ et ${}^6\text{Li}(\text{p},\text{d}\alpha)\text{H}$	Mécanisme de réaction Information sur les niveaux de ${}^3\text{He}$ et ${}^6\text{Li}$
C. Ruhla et coll. Phys. Lett. <u>6</u> (1963)282	155	${}^6\text{Li}(\text{p},\text{pd}){}^4\text{He}$ et ${}^6\text{Li}(\text{p},\text{p}\alpha){}^2\text{H}$	Distribution d'impulsion pour les cluster formant le ${}^6\text{Li}$
D.W. Devins et coll. Phys. Lett. <u>9</u> (1964)35	30	${}^6\text{Li}(\text{p},\text{pd}){}^4\text{He}$	Comparaison des résultats avec l'approximation d'impulsion

Chap. VIII - CINEMATIQUE

VIII.1 Le système de l'antilaboratoire

Les impulsions dans les systèmes de l'antilaboratoire et du laboratoire sont connectées par les relations suivantes (les astérisques indiquent les grandeurs dans l'antilaboratoire) :

$$\vec{p}_i^* = \vec{p}_i - \frac{m_i}{m_0} \vec{p}_0 \quad (i = 1, 2, 3)$$

(cf. I.S. Shapiro et coll., référence (4), page 363)

$$\vec{p}_0^* = - \frac{m_c}{m_0} \vec{p}_0 \quad (m_c = \text{masse de la cible})$$

$\vec{p}_0^*$ est en fait l'impulsion de la cible dans l'antilaboratoire. L'impulsion de la particule incidente dans l'antilaboratoire est nulle par définition.

Avec la relation $E_i^* = \frac{\vec{p}_i^{*2}}{2m_i}$ il vient :

$$E_i^* = E_i - 2 \sqrt{\frac{m_i}{m_0} E_0 E_i} \cos \vartheta_i + \frac{m_i}{m_0} E_0 \quad (i = 1, 2, 3)$$

La section efficace dans l'antilaboratoire vaut

$$\frac{d^3\sigma^*}{dE_1^* d\Omega_1^* d\Omega_2^*} = \frac{1}{J} \frac{d^3\sigma}{dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2} \quad (J = \text{jacobien})$$

$$J = \begin{vmatrix} \frac{\partial E_1^*}{\partial E_1} & \frac{\partial \mu_1^*}{\partial E_1} & \frac{\partial \mu_2^*}{\partial E_1} \\ \frac{\partial E_1^*}{\partial \mu_1} & \frac{\partial \mu_1^*}{\partial \mu_1} & \frac{\partial \mu_2^*}{\partial \mu_1} \\ \frac{\partial E_1^*}{\partial \mu_2} & \frac{\partial \mu_1^*}{\partial \mu_2} & \frac{\partial \mu_2^*}{\partial \mu_2} \end{vmatrix}$$

avec $\mu_i = \cos \vartheta_i$; $d\Omega_i = \sin \vartheta_i d\vartheta_i d\varphi_i = -d\mu_i d\varphi_i$

Après quelques calculs (cf. appendice C) il vient :

$$J = \frac{p_1 p_2}{p_1^* p_2^*} \left\{ \frac{A p_2^* - p_0^* \mu_2^* + p_1^* \mu_{12}^*}{A p_2 - p_0 \mu_2 + p_1 \mu_{12}} \right\}$$

avec $A = \frac{m_2 + m_3}{m_2}$

VIII.2 Recherche de cinématiques dans le laboratoire qui correspondent à des situations favorables pour l'application du critère de Treiman-Yang

Nous procédons comme dans le cas de la réaction $H(d,2p)n$ (cf page 8), mais cette fois-ci dans l'antilaboratoire :

- détermination des angles de détection et des énergies des particules;
- calcul du transfert d'impulsion et des énergies relatives correspondant à des résonances (${}^6\text{Li}$, ${}^5\text{Li}$ et ${}^3\text{He}$).

La vérification de la prédominance du diagramme polaire principal n'est pas nécessaire parce qu'ici il intervient seul à cause de la discernabilité des particules sortantes. Après transposition dans le système du laboratoire, les angles de détection et les énergies des particules doivent être favorables. Il faut contrôler en outre que le mouvement des détecteurs pour les différents ϵ s'écarte de façon importante d'une simple rotation autour de la direction du faisceau incident.

Les angles de détection pour les valeurs de ϵ correspondant à nos mesures sont donnés ci-dessous :

	ϵ	$\theta_1(d)$	$\theta_2(p)$	$\phi_1-\phi_2$
${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$	0°	43°	88°	180°
	45°	$42,5^\circ$	$85,5^\circ$	160°
	90°	40°	$80,5^\circ$	152°
	135°	36°	67°	158°
	180°	33°	75°	180°

Comme exemple, les figures 48 et 49 présentent la courbe cinématique $E_2 = f(E_1)$ pour $\epsilon = 0^\circ$ et 180° pour la réaction ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$ avec les positions attendues des différentes résonances possibles.

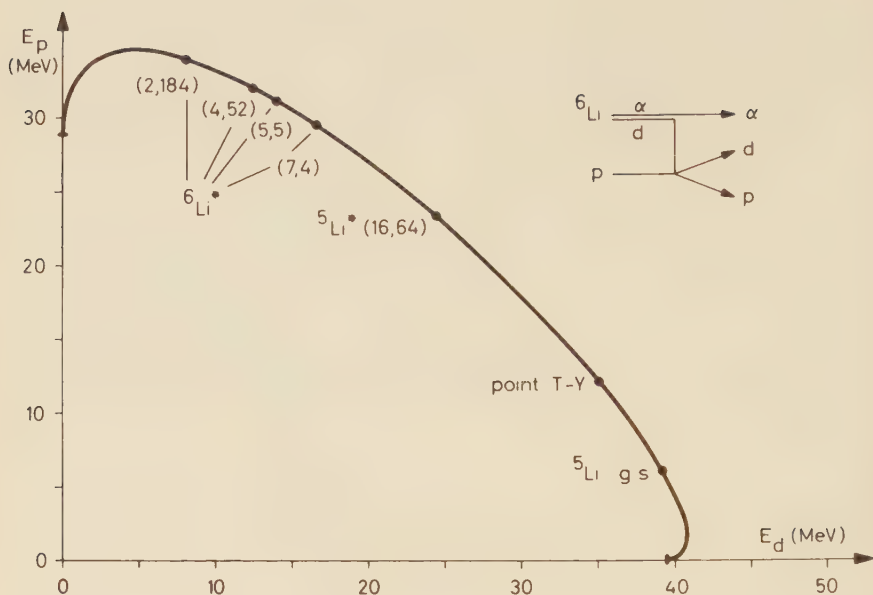


Fig. 48 : ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}, E_0 = 50 \text{ MeV}, \epsilon = 0^\circ$
 Courbe cinématique $E_2 = f(E_1)$ avec lieu cinématique
 des différents niveaux du ${}^5\text{Li}$ et ${}^6\text{Li}$.

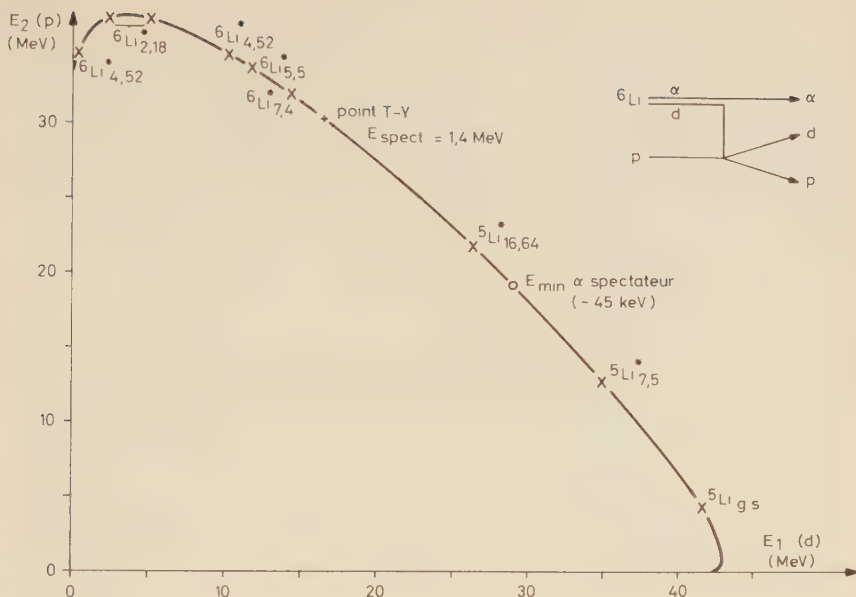


Fig. 49: ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$, $E_0 = 50 \text{ MeV}$, $\theta = 180^\circ$. Courbe cinématique $E_2 = f(E_1)$ avec lieu cinématique des différents niveaux du ${}^5\text{Li}$ et ${}^6\text{Li}$.

VIII.3 Cinématique des réactions parasites

Dans le plan $E_1 - E_2$ les événements parasites sont en général les suivants :

1) Coïncidences fortuites entre 2 signaux quelconques. Ces événements sont distribués uniformément dans le plan $E_1 - E_2$.

2) Réactions à 2 corps et diffusions élastiques détectées en coïncidence fortuite avec un signal quelconque. Ces parasites correspondent à des accumulations d'événements sur des droites parallèles aux axes E_1 et E_2 . L'importance des fortuites 1) + 2) peut être déterminée à partir du spectre en temps des événements. Malgré un courant de protons de $\sim 60 \text{ nA}$ le nombre de ces fortuites est beaucoup plus faible que dans la réaction $\text{H}(d, 2p)n$ (comparer les figures 9 et 53).

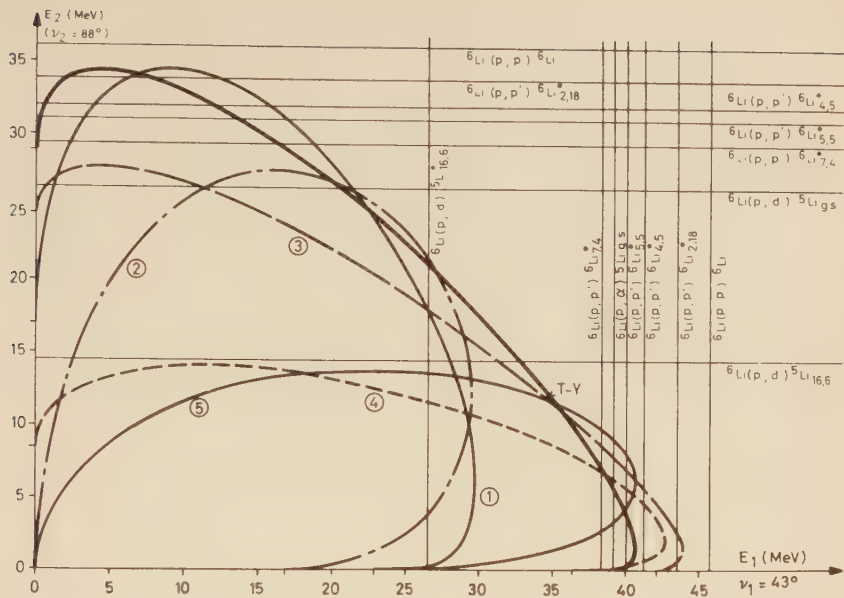


Fig. 50 : ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$, $E_0 = 50 \text{ MeV}$, $\varepsilon = 0^\circ$

Courbe cinématique $E_2 = f(E_1)$ et cinématique des réactions parasites les plus probables.

courbe cinématique	particule dans détecteur 1 (43°)	particule dans détecteur 2 (88°)
(1)	α	p
(2)	α	d
(3)	p	d
(4)	p	α
(5)	d	α

Chap. IX - APPAREILLAGE ET ACQUISITION DES DONNEES

IX.1 Arrangement expérimental et rendement de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \text{pd}){}^4\text{He}$

L'arrangement expérimental est indiqué dans la figure 51. La cible de ${}^6\text{Li}$ est autoportante ("self-supporting"), d'une épaisseur d'environ $1\text{-}2 \text{ mg cm}^{-2}$. Les particules sont détectées en coïncidence par 2 télescopes placés dans une chambre à réaction sphérique de $1,2 \text{ m}$ de diamètre⁽⁹⁾. Le télescope 1 est en général hors du plan. Il se compose de 2 jonctions ΔE (Si, barrière de surface) de 40μ et de 200μ et d'une jonction E (Si, dotée au Li) de 5 mm . Le télescope 2 qui reste dans le plan de réaction est composé d'une jonction ΔE de 200μ et de 2 jonctions E de 4 mm accolées l'une à l'autre avec addition des 2 signaux, donc avec pouvoir d'arrêt équivalent à une jonction de 8 mm . Enfin une jonction de 4 mm est placée comme moniteur dans le plan à l'angle $\theta_M = 160^\circ$.

Arrangement expérimental

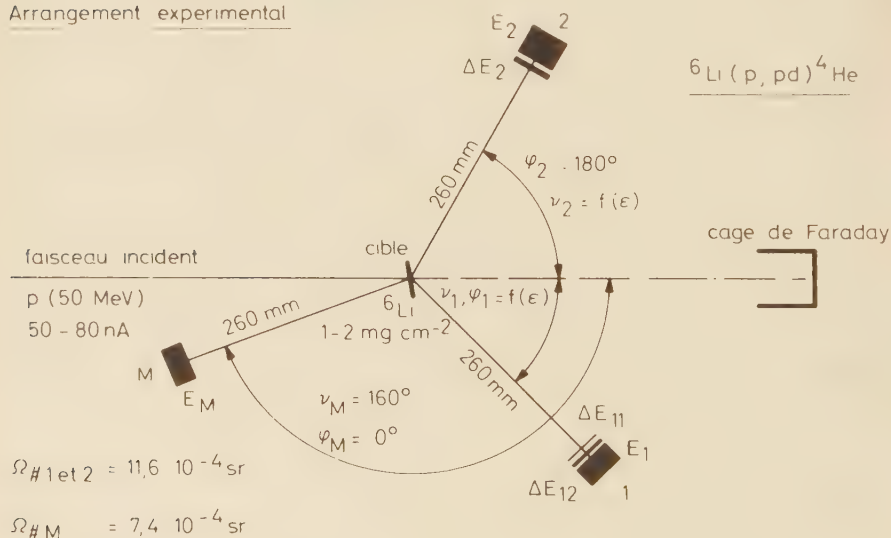


Fig. 51 : Arrangement expérimental pour la réaction ${}^6\text{Li}(p, \text{pd}){}^4\text{He}$

La disposition, le nombre et l'épaisseur des différentes jonctions résultent d'un compromis entre les exigences de l'expérience et les disponibilités en jonctions et en matériel électronique. L'exigence minimale est de pouvoir détecter une particule alpha ou un deuton d'une énergie de 40 MeV au maximum dans le télescope 1 en coïncidence avec un proton du même domaine d'énergie dans le télescope 2 (cf courbes cinématiques fig. 48 et 49). Pour détecter un proton de 40 MeV, il faut une jonction de 8 mm. Mais le fonctionnement très médiocre de jonctions aussi épaisses exige l'utilisation de 2 jonctions de 4 mm, la première à déplétion totale. Avec la jonction ΔE de 200 μ en coïncidence, ce télescope permet de détecter les particules indiquées dans les domaines suivants :

$$\begin{aligned} 5 \text{ MeV} &\leq p \leq 40 \text{ MeV} \\ 6,5 \text{ MeV} &\leq d \leq 50 \text{ MeV} \\ 7,5 \text{ MeV} &\leq t \leq 50 \text{ MeV.} \end{aligned}$$

La détection de particules alpha ou ^3He n'est généralement pas possible à cause de la trop grande épaisseur de la jonction ΔE de 200 μ . Cette épaisseur est nécessaire pour que les protons de 40 MeV donnent un signal suffisant. Les 3 jonctions du télescope 1 (40 μ (ΔE), 200 μ (ΔE) et 5 mm (E)) permettent la détection des α et ^3He , mais les protons de plus de 30 MeV traversent la jonction de 5 mm. Nous avons donc un point de rebroussement à 30 MeV. Le télescope 1 permet de détecter :

$$\begin{aligned} 5 \text{ MeV} &\leq p \leq 30 \text{ MeV} \quad (\Delta E : 200 \mu, \text{ point de rebroussement}) \\ 6,5 \text{ MeV} &\leq d \leq 40 \text{ MeV} \quad (\Delta E : 200 \mu) \\ 7,5 \text{ MeV} &\leq t \leq 50 \text{ MeV} \quad (\Delta E : 200 \mu) \\ 6 \text{ MeV} &\leq ^3\text{He} \leq 50 \text{ MeV} \quad (\Delta E : 40 \mu) \\ 7 \text{ MeV} &\leq \alpha \leq 50 \text{ MeV} \quad (\Delta E : 40 \mu) \end{aligned}$$

Le calcul du rendement de l'expérience est pratiquement le même que dans le cas $\text{H}(d,2p)n$. Mais nous avons une cible ~ 3 fois plus mince (détection des particules α) et une section efficace $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1$ attendue égale à 500 $\mu\text{b sr}^{-2} \text{MeV}^{-1}$ environ ⁽²⁹⁾, donc 20 fois plus faible.

(29) K.H. Bray et coll., Birmingham Conf. on Three Body Problem (1969) 139

Les angles de détection, nettement moins pointés vers l'avant, permettent une augmentation du courant du cyclotron d'un facteur 10 à 20. Malgré cette compensation nous avons été obligés d'agrandir l'angle solide des télescopes; en effet, pour des raisons de quantité de matériel électronique à disposition, il n'est pas possible d'enregistrer 2 configurations cinématiques simultanément pour réduire le temps de mesure.

IX.2 Electronique associée à l'expérience ${}^6\text{Li}(\text{p},\text{pd}){}^4\text{He}$

Comme dans le cas de la réaction $\text{H}(\text{d},2\text{p})\text{n}$, le schéma électronique est divisé en quatre sections :

- Identification des particules
- Voies rapides, sélection temporelle des impulsions (fig. 52 et 53)
- Voies spectrométriques, codage, interface, calculateur on-line (fig. 54)
- Monitoring (fig. 55).

Les abréviations utilisées sont les mêmes que pour l'expérience $\text{H}(\text{d},2\text{p})\text{n}$.

1) Identification des particules

L'identification se fait "off-line". Elle est plus complexe que dans le cas $\text{H}(\text{d},2\text{p})\text{n}$ à cause de la détection supplémentaire de tritons, de ${}^3\text{He}$ et de particules α (cf. paragraphe précédent). Par contre le seuil inférieur en énergie est moins critique parce que le point de T-Y se trouve pour toutes les configurations à une énergie $E_i < 11 \text{ MeV}$ à comparer à $E_2 = 4,75 \text{ MeV}$ pour la réaction $\text{H}(\text{d},2\text{p})\text{n}$. Ceci permet d'utiliser des jonctions ΔE plus épaisses (200μ) pour les protons, deutons et tritons ce qui se traduit par une réduction du bruit de fond (diminution des coïncidences nuisibles et seuil de détection plus élevé).

2) Voies rapides, sélection temporelle des impulsions (fig. 52 et 53)

Le tri des impulsions provenant des deux télescopes qui ont une séquence temporelle compatible avec la réaction étudiée se fait à l'aide de discriminateurs rapides travaillant comme coïncidences $\Delta E_i - E_i$ et d'un convertisseur temps-amplitude d'une plage de 100 ns utilisé comme coïncidence entre les voies 1 et 2 (voir fig. 52).

Par rapport au schéma de l'électronique rapide de la réaction $H(d,2p)n$ (fig. 8) nous constatons les différences suivantes :

- Le fait de ne mesurer qu'une configuration cinématique à la fois conduit à la suppression de la troisième voie.
- L'utilisation directe des discriminateurs rapides pour effectuer les coïncidences permet de supprimer les systèmes de coïncidence $\Delta E_i - E_i$.
- L'utilisation imposée de 2 détecteurs ΔE dans la voie 1 requiert 2 paires de discriminateurs rapides; l'impulsion "start" du CTA pouvant soit être un signal $\Delta E_{11} - \Delta E_{12}$ soit un signal $\Delta E_{12} - E_1$.

Un exemple de spectre en temps (${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$, $\theta = 0^\circ$) est donné en fig. 53.

En comparaison avec un spectre en temps typique de la réaction $H(d,2p)n$ (cf. fig. 9), ce spectre semble excellent car le rapport pic (vrais + fortuites) / pic des fortuites est environ 10 fois meilleur ! Cependant seuls les événements parasites mentionnés sous les points 1) et 2) du paragraphe VIII.3 se retrouvent dans les deux pics. Tous les événements correspondant à des réactions parasites à 3 corps et à 4 corps sont dans le pic principal uniquement ! Ainsi l'utilisation d'un CTA pour la coïncidence de deux voies se traduit par une certaine réduction du bruit de fond, mais ne permet plus une estimation globale des fortuites.

A partir du CTA le schéma électronique est identique à celui de la réaction $H(d,2p)n$.

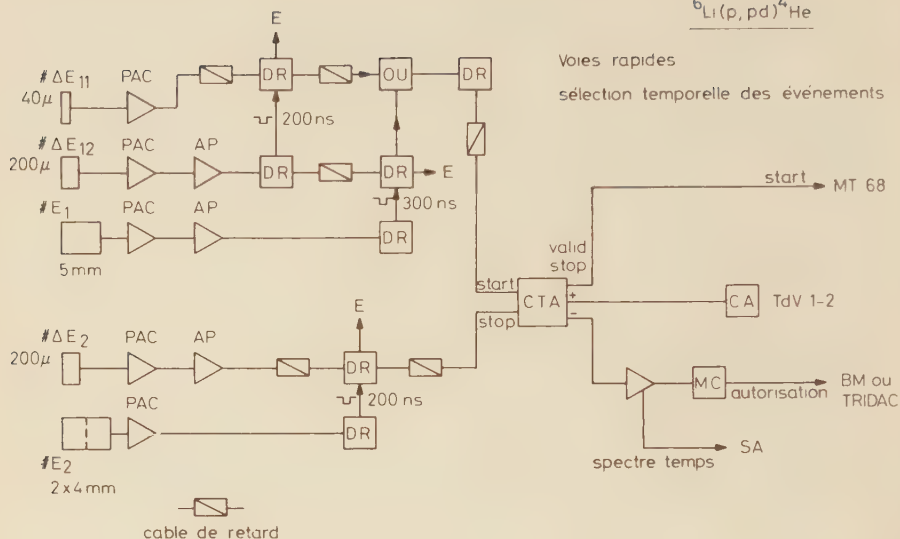
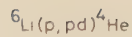


Fig. 52 : Schéma électronique des voies rapides

A titre d'exemple, pour un courant de protons de 80 nA les taux de comptage expérimentaux des différentes voies sont les suivants pour la mesure:

coïncidence $\Delta E_{11} - \Delta E_{12}$	$(\varphi_1 = 44^\circ)$	3700 coups par seconde
" $\Delta E_{12} - E_1$	$(\varphi_1 = 44^\circ)$	9000 " " "
" $\Delta E_2 - E_2$	$(\varphi_2 = 68,5^\circ)$	2700 " " "
" $E_1 - E_2$		2,3 " " "

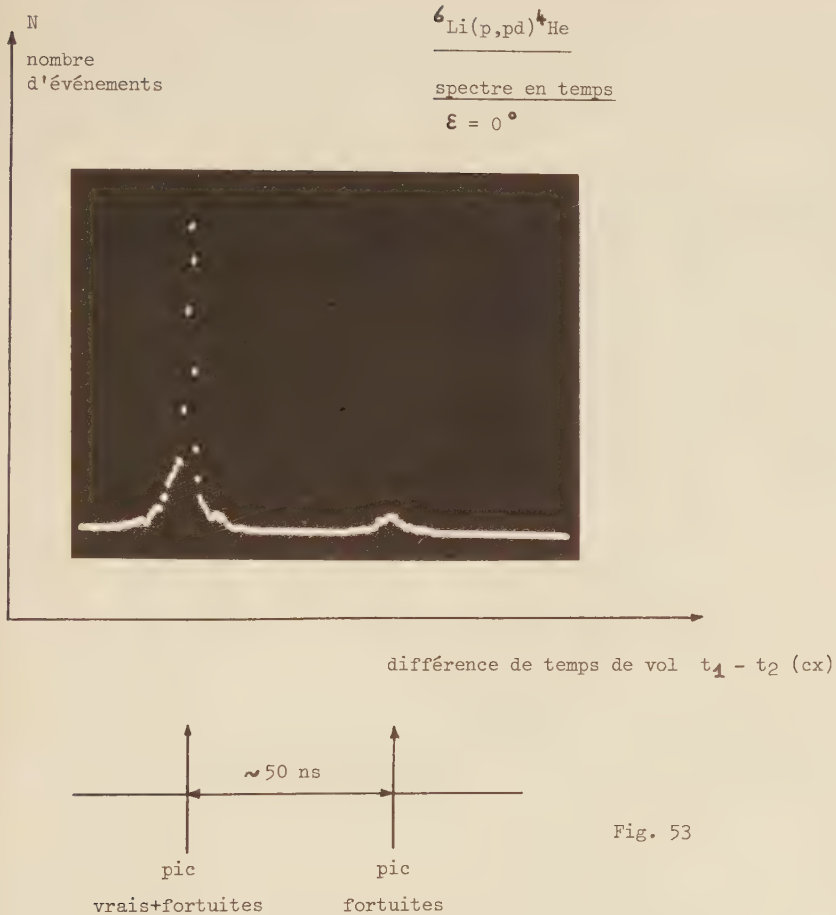


Fig. 53

3) Voies spectrométriques, codage, interface et ordinateur on-line (fig. 54)

Le schéma des voies spectrométriques est indiqué dans la fig. 54. Comme contrôle du monitoring nous enregistrons le spectre libre E_1 de la voie 1. En outre la voie 1 contient un triple mélangeur ($\Delta E_{11} + \Delta E_{12} + E_1$) qui requiert un équilibrage fin des gains des 3 MAP à l'entrée. La voie 2 est semblable à la voie 1 de l'expérience H(d,2p)n. On remarque qu'un événement est composé d'un ensemble de 6 grandeurs physiques simultanées (trois énergies (voie 1), deux énergies (voie 2) et un temps de vol) qui satisfont les critères imposés par l'électronique.

Le codage, l'interface et le ordinateur on-line ont été décrits brièvement en 1ère partie (cf. page 22).

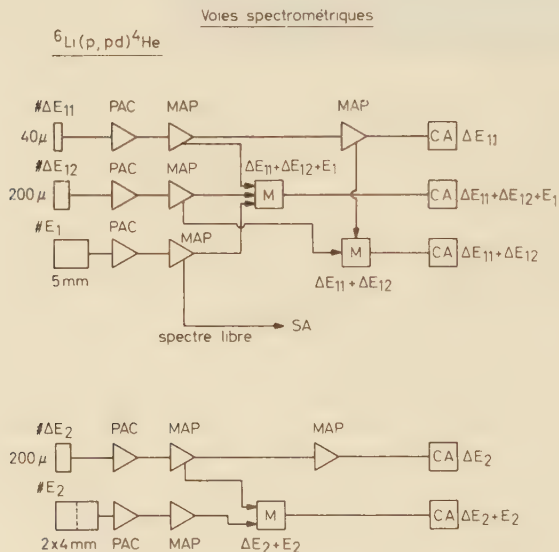


Fig. 54 : Schéma électronique des voies spectrométriques

4) Monitorage (fig. 55)

Nous avons essayé de réaliser un monitorage du même type que celui décrit pour l'expérience $H(d,2p)n$. Nous avons rencontré plusieurs difficultés importantes :

- Le monitorage avec la diffusion élastique ${}^6\text{Li}(p,p){}^6\text{Li}$ est difficile parce que la jonction 4 mm à disposition est trop mince pour une détection vers l'avant. Une telle jonction permet de stopper des protons de 26 MeV; or, un proton de 50 MeV diffusé élastiquement sur un noyau de ${}^6\text{Li}$ a une énergie de 47,8 MeV à 30° , de 42,3 MeV à 60° et de 26 MeV à 160° .
- Il est difficile de trouver dans la littérature des sections efficaces absolues à 50 MeV pour des réactions à 2 corps ${}^6\text{Li}(p,p'){}^6\text{Li}^*$ ou ${}^6\text{Li}(p,{}^3\text{He}){}^4\text{He}$.
- Par suite de la position du bras du porte-cible et des anneaux dans la chambre, de l'angle de la cible et des positions des détecteurs, il est impossible de placer un moniteur faisant un angle $\vartheta_M < 100^\circ$ avec le faisceau.
- Comme le monitorage se fait sans identification de particules et vu l'abondance de phénomènes à 3 et 4 corps, les réactions à 2 corps comme ${}^6\text{Li}(p,{}^3\text{He}){}^4\text{He}_{g.s.}$ donnent toujours lieu à des pics superposés à un fond continu important (cf fig. 55). La soustraction de ce fond affecte la précision du monitorage.

La fig. 55 présente les spectres obtenus avec le moniteur (sans identification de particules) pour quelques angles vers l'arrière. Au vu de ces spectres, nous avons placé le moniteur à $\vartheta_M = 160^\circ$. Une normalisation relative entre les différentes mesures est très facile à réaliser. La détermination de la section efficace absolue par contre ne pourra se faire qu'avec les réactions ${}^6\text{Li}(p,{}^3\text{He}){}^4\text{He}_{g.s.}$ et ${}^6\text{Li}(p,p'){}^6\text{Li}^*_{2,18}$ à condition de trouver des valeurs publiées pour ces 2 sections efficaces à 50 MeV. Il existe bien dans la littérature^(29,30) une section efficace différentielle de la réaction ${}^6\text{Li}(p,{}^3\text{He}){}^4\text{He}_{g.s.}$ à 45 MeV; cependant, en plus de

(30) K.H. Bray et coll., Phys. Rev. C3 (1971) 1771

la différence de l'énergie incidente, la position du moniteur correspond à $\vartheta_{CM} = 166,7^\circ$ dans le centre de masse, alors que les mesures ne vont pas au-delà de $\vartheta_{CM} = 160^\circ$ et une interpolation est difficile à cause de la forte variation de la section efficace en fonction de l'angle de diffusion. D'autre part, l'épaisseur de la cible de ${}^6\text{Li}$ est mal connue ce qui rend une détermination directe de section efficace absolue impraticable et la mesure du flux de protons par la cage de Faraday inutile.

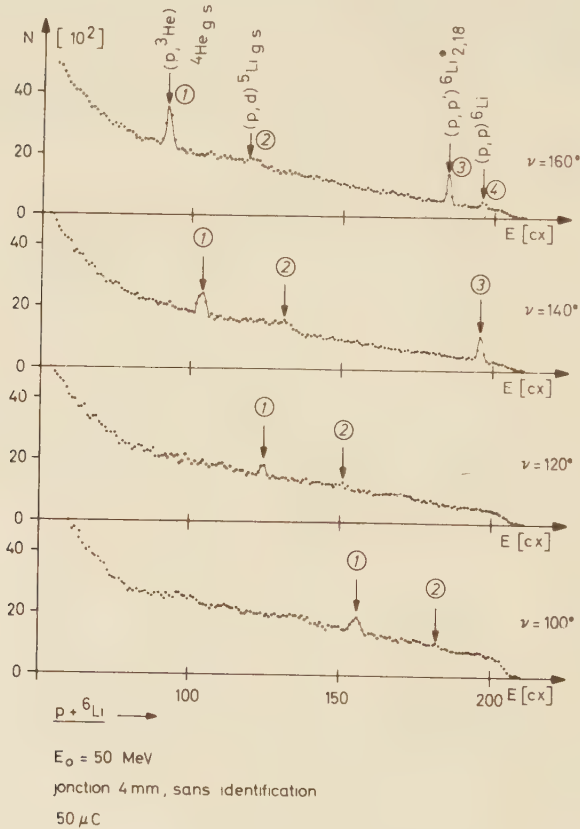


Fig. 55 : Distribution angulaire vers l'arrière sans identification de particules pour déterminer un angle favorable pour le moniteur.

Chap. X - PRESENTATION, TRAITEMENT ET CONTROLES DES
RESULTATS EXPERIMENTAUX

X.1 Présentation des résultats expérimentaux de la réaction ${}^6\text{Li}(\text{p},\text{pd}){}^4\text{He}$

Les mesures suivantes ont été effectuées :

- 1) 5 configurations cinématiques ($\epsilon = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ et 180°) pour la réaction ${}^6\text{Li}(\text{p},\text{pd}){}^4\text{He}$ à un transfert d'impulsion tel que $E = 1,4$ MeV.
- 2) Une distribution angulaire avec le télescope 1 (expérience incomplète) permettant l'étude des réactions ${}^6\text{Li}(\text{p},\text{d})$, ${}^6\text{Li}(\text{p},\text{t})$, ${}^6\text{Li}(\text{p},{}^3\text{He})$ et ${}^6\text{Li}(\text{p},\alpha)$.

1) Réaction ${}^6\text{Li}(\text{p},\text{pd}){}^4\text{He}$

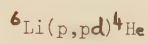
La figure 57 présente les résultats bruts, obtenus dans les mêmes conditions que ci-dessus, pour la configuration $\epsilon = 180^\circ$. La courbe cinématique qui nous intéresse se trouve bien visible à droite.

2) Distribution angulaire

La distribution angulaire avec identification des particules a été réalisée entre 30° et 90° , tous les 10° . Le but est d'avoir un bon étalonnage en énergie de la voie 1 et d'observer les réactions ${}^6\text{Li}(\text{p},\text{d})$, ${}^6\text{Li}(\text{p},\text{t})$, ${}^6\text{Li}(\text{p},{}^3\text{He})$ et ${}^6\text{Li}(\text{p},\alpha)$.

Courbes cinématiques brutes

$E_2 (cx)$

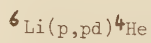
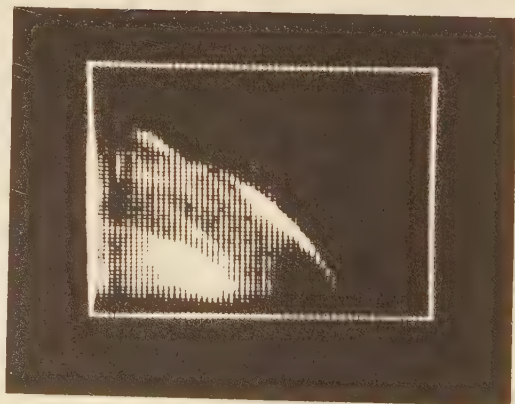


$$\varepsilon = 135^\circ$$

Fig. 56

$E_1 (cx)$

$E_2 (cx)$



$$\varepsilon = 180^\circ$$

Fig. 57

$E_1 (cx)$

X.2 Traitement et contrôles off-line des résultats bruts

Pour traiter les résultats bruts nous avons à disposition les six grandeurs physiques qui composent un événement, soit les énergies E_1 et E_2 , les pertes d'énergie $\Delta E_{11}, \Delta E_{12}$ et ΔE_2 et la différence de temps de vol 1-2.

Le dépouillement des matrices $E_2 = f(E_1)$ brutes se fait en 3 étapes :

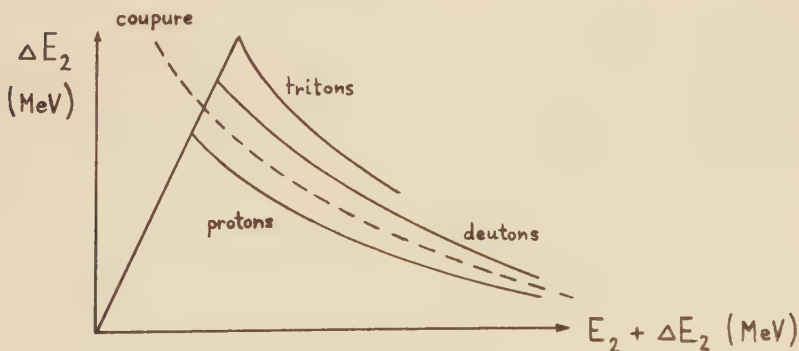
- 1) Suppression des deutons et tritons dans la voie 2
- 2) Suppression dans la voie 1 des protons, tritons, ^3He et α
(réaction $^6\text{Li}(p, pd)^4\text{He}$)

- 3) Soustraction du pic des fortuites (cf. fig. 53).

1) Suppression des deutons et tritons dans la voie 2

On fait écrire la matrice $\Delta E_2 = f(E_2 + \Delta E_2)$ par l'ordinateur PDP 9.

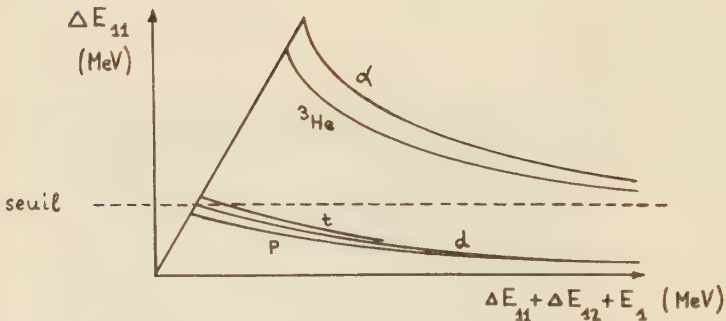
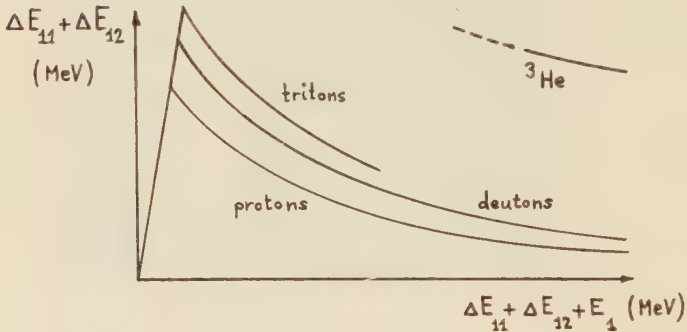
L'accumulation des événements dans ce plan est schématisé par la figure ci-dessous :



On ne garde que les protons en indiquant à l'ordinateur les cadres délimitant le domaine voulu. Comme le nombre d'événements le long de la coupure tombe à zéro, la séparation est très bonne.

2) Traitement de la voie 1

Nous faisons écrire les 2 matrices $\Delta E_{11} + \Delta E_{12} = f(\Delta E_{11} + \Delta E_{12} + E_1)$ et $\Delta E_{11} = f(\Delta E_{11} + \Delta E_{12} + E_1)$. L'accumulation des événements dans ces 2 plans est donnée par les figures ci-dessous :



Pour la réaction ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$ nous utilisons la matrice supérieure et ne gardons que les deutons. Pour la réaction ${}^6\text{Li}(p,p\alpha){}^2\text{H}$ par exemple nous utilisons la matrice inférieure en ne gardant que les α . Un grand nombre de protons, deutons ou tritons peut être éliminé par un seuil inférieur du discriminateur rapide après le PAC de la jonction ΔE_{11} (cf. fig. 52).

3) Soustraction du pic des fortuites (fig. 53)

Le principe de l'élimination des fortuites est le même que celui décrit pour la réaction $H(d,2p)n$ (page 32).

La fig. 58 présente comme exemple la matrice $\Delta E_{11} = f(\Delta E_{11} + \Delta E_{12} + E_1)$ qui correspond à la figure ci-dessus pour la réaction ${}^6Li(p,pd){}^4He, \xi = 90^\circ$. Bien que les particules α dans ce cas résultent de courbes cinématiques parasites, la discrimination ${}^3He - \alpha$ est bonne et grâce à un seuil très bas, utilisé dans cet exemple, des protons, deutons et tritons sont visibles en bas à gauche.

Les contrôles off-line des résultats sont semblables à ceux que nous avons effectués pour la réaction $H(d,2p)n$ (cf. page 37).

X.3 Présentation des résultats expérimentaux après élimination du bruit de fond

Les figures 59 - 61 présentent les projections de 3 courbes cinématiques de la réaction ${}^6Li(p,pd){}^4He$ sur l'axe E_1 (E_d) après élimination des réactions parasites et du bruit de fond. Le nombre d'événements varie beaucoup d'une configuration à l'autre. Cela provient des conditions cinématiques différentes pour chaque configuration : l'énergie minimale du spectateur peut descendre jusqu'à 46 keV ($\xi = 180^\circ$) et la proximité du pôle en transfert d'impulsion se traduit par une grande section efficace; par contre, l'énergie minimale reste à 670 keV (pour $\xi = 0^\circ$) ce qui correspond à une section efficace plus faible.

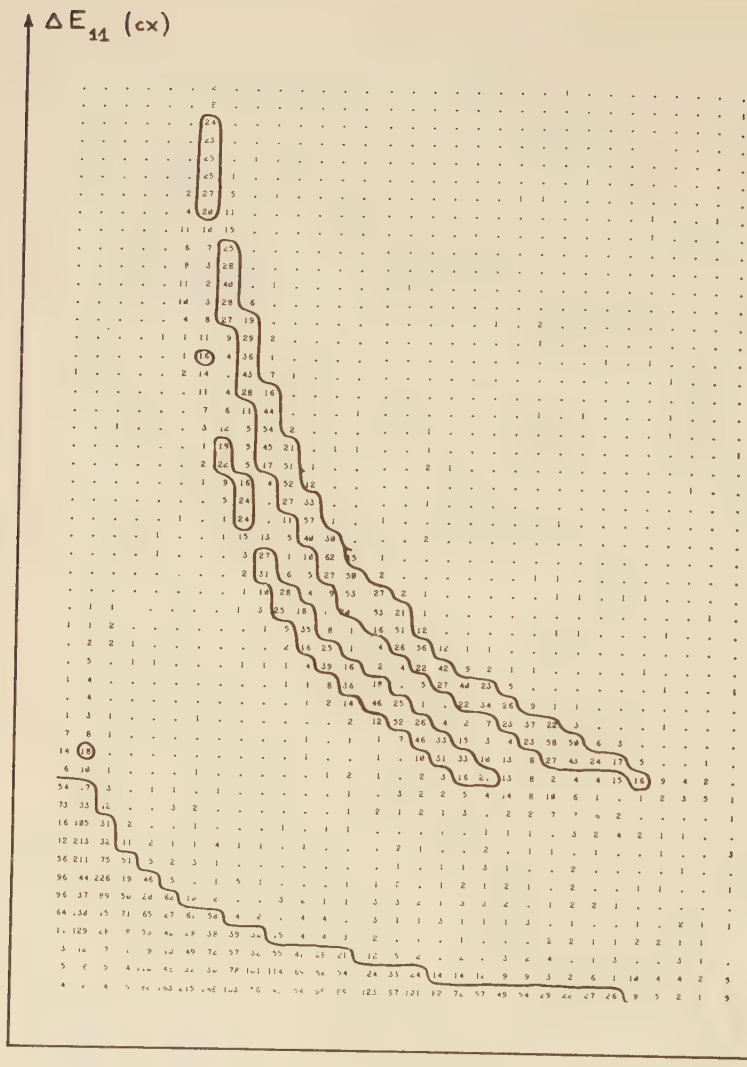


Fig. 58

$$\Delta E_{11} + \Delta E_{12} + E_1 \text{ (cx)}$$

${}^6\text{Li(p,pd)}{}^4\text{He}$, $\varepsilon = 90^\circ$, $E_0 = 50 \text{ MeV}$

— ≥ 16

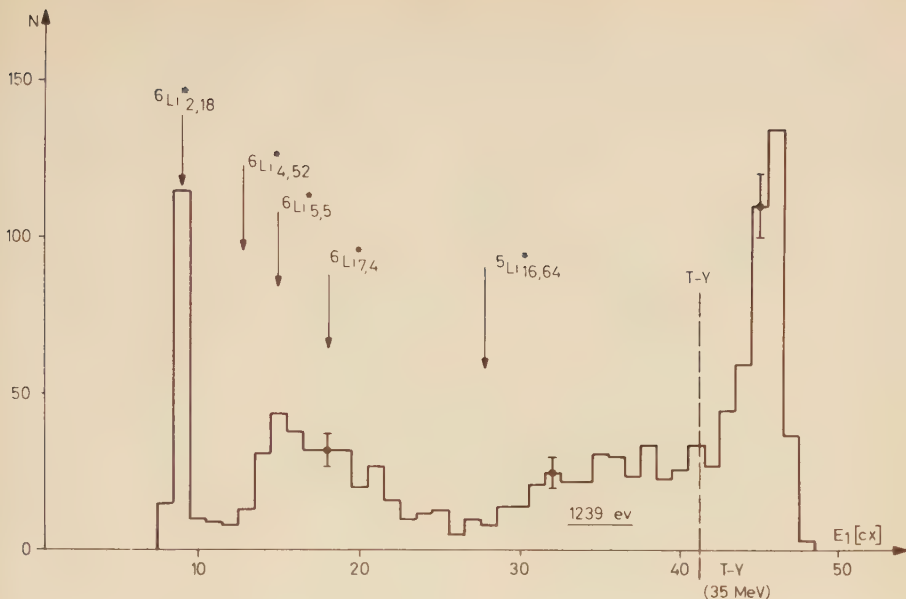


Fig. 59 : ${}^6\text{Li}(p, \text{pd}){}^4\text{He}$, $E_0 = 50$ MeV, $\epsilon = 0^\circ$
Distribution projetée sur l'axe E_1 après élimination du bruit de fond

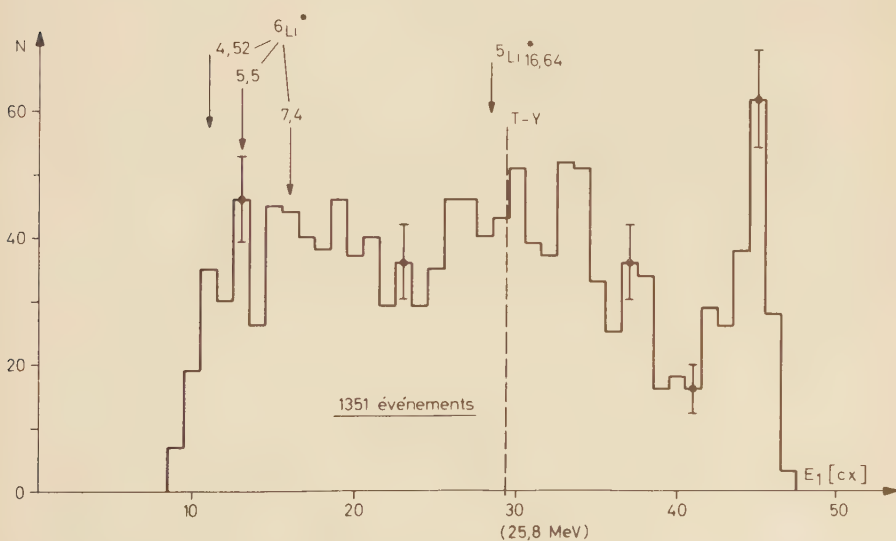


Fig. 60 : ${}^6\text{Li}(p, \text{pd}){}^4\text{He}$, $E_0 = 50$ MeV, $\epsilon = 90^\circ$
Distribution projetée sur l'axe E_1 après élimination du bruit de fond

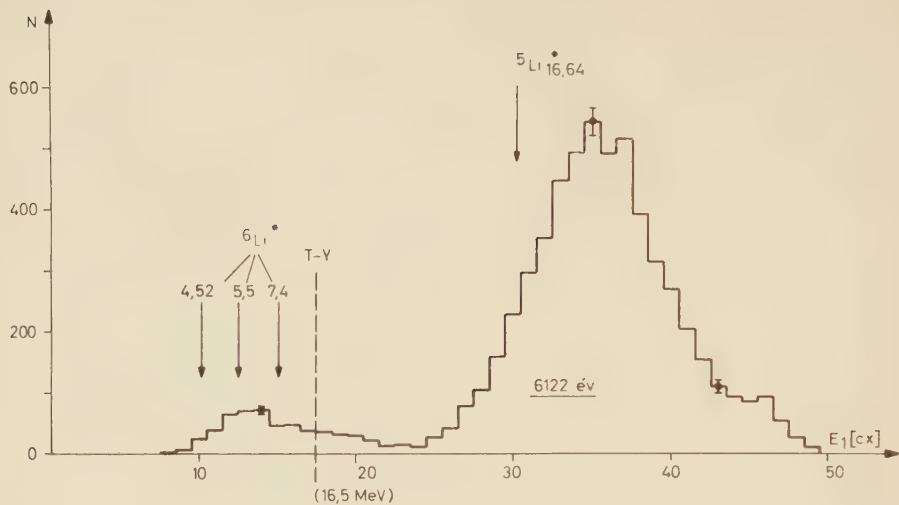


Fig. 61 : ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$, $E_0 = 50 \text{ MeV}$, $\theta = 180^\circ$
 Distribution projetée sur l'axe E_1 après élimination du bruit de fond

Les figures 62 et 63 présentent comme exemple les réactions ${}^6\text{Li}(p,d)$, ${}^6\text{Li}(p,\alpha)$, ${}^6\text{Li}(p,{}^3\text{He})$ et ${}^6\text{Li}(p,t)$ pour un angle de diffusion $\theta = 30^\circ$. Toutes ces réactions ont été mesurées simultanément.

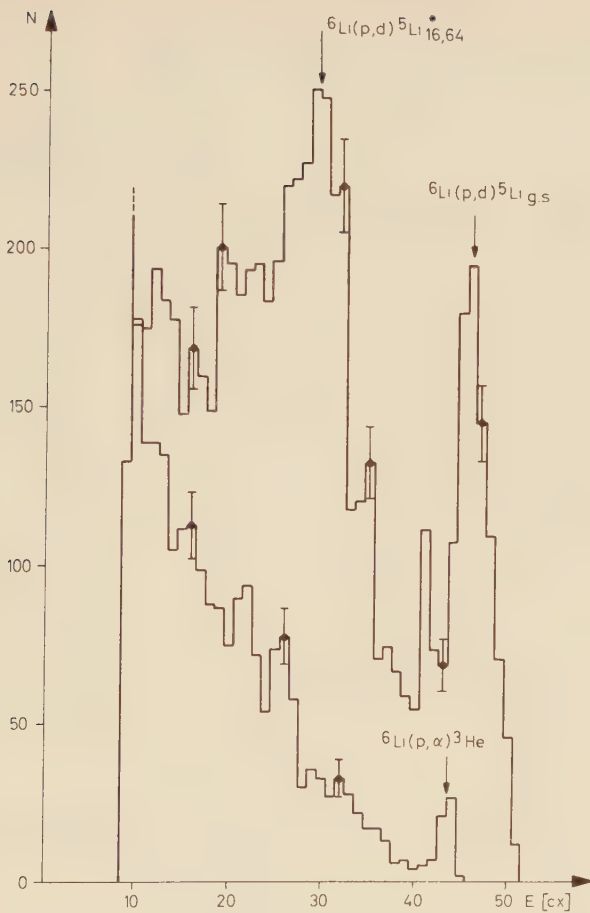


Fig. 62 : ${}^6\text{Li}(p,d)$ et ${}^6\text{Li}(p,\alpha)$, $\theta = 30^\circ$, $E_0 = 50$ MeV

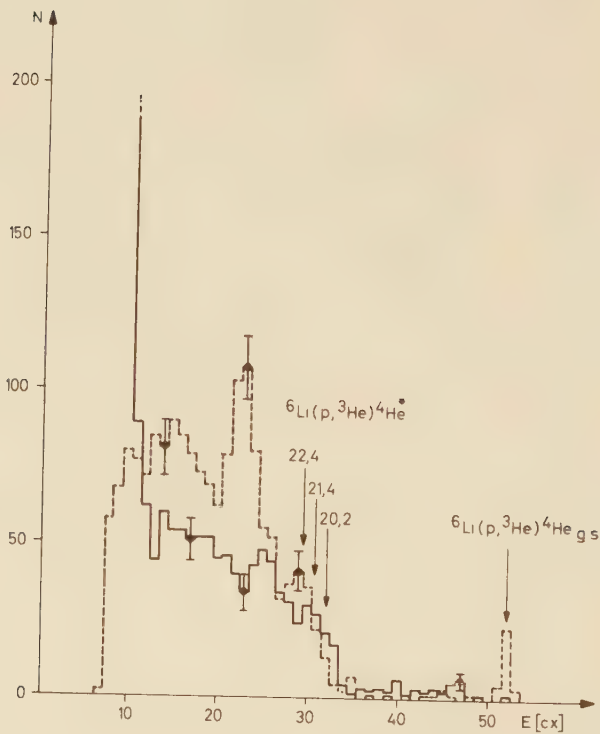


Fig. 63 : ${}^6\text{Li}(p, t)$ et ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He})$, $\theta = 30^\circ$, $E_0 = 50 \text{ MeV}$

Chapitre XI - INTERPRETATION DES RESULTATS,
DISCUSSION ET CONCLUSIONS

XI.1 Interprétation des résultats

Après étalonnage en énergie de l'axe E_1 au moyen des lignes parasites, nous déterminons le nombre d'événements au voisinage du point de T-Y en intégrant les nombres mesurés sur une largeur total de 2,5 MeV centrée en ce point. Pour obtenir l'élément de matrice $|T|^2$ qui doit être invariant si le critère de T-Y est respecté, il faut normaliser le nombre d'événements moyen à l'aide du flux monitoré et diviser par le facteur d'espace de phase ρ dans le laboratoire. L'expression de l'espace de phase est donnée à la page 52. Si ρ est l'espace de phase projeté sur l'axe d'énergie de la particule spectatrice, Il est proportionnel au jacobien de passage laboratoire $\longrightarrow$ antilaboratoire (cf appendice C). Le tableau ci-dessous indique l'énergie au point de T-Y et l'espace de phase projeté sur E_1 pour les différentes configurations.

${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$	(ϵ)	E_1 (MeV)	Facteur d'espace de phase (MeV. (UM) ³)
	0°	35,1	142,2
	45°	32,4	138,3
	90°	25,8	133,2
	135°	19,2	124,8
	180°	16,5	120,2

La figure 64 donne l'élément de matrice $|T|^2$ en fonction de l'angle ϵ de T-Y pour les 5 points obtenus avec la réaction ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$. Les 5 points sont assez bien alignés sur une droite horizontale ($\chi^2 = 12,0$) ce qui signifie que les résultats de l'expérience sont compatibles avec une invariance conforme au critère de T-Y. Les points $\epsilon = 45^\circ$ et $\epsilon = 135^\circ$ mesurés séparément des autres sont systématiquement plus bas. Cet écart sera contrôlé en mesurant une nouvelle fois simultanément les points $\epsilon = 135^\circ$ et $\epsilon = 180^\circ$.

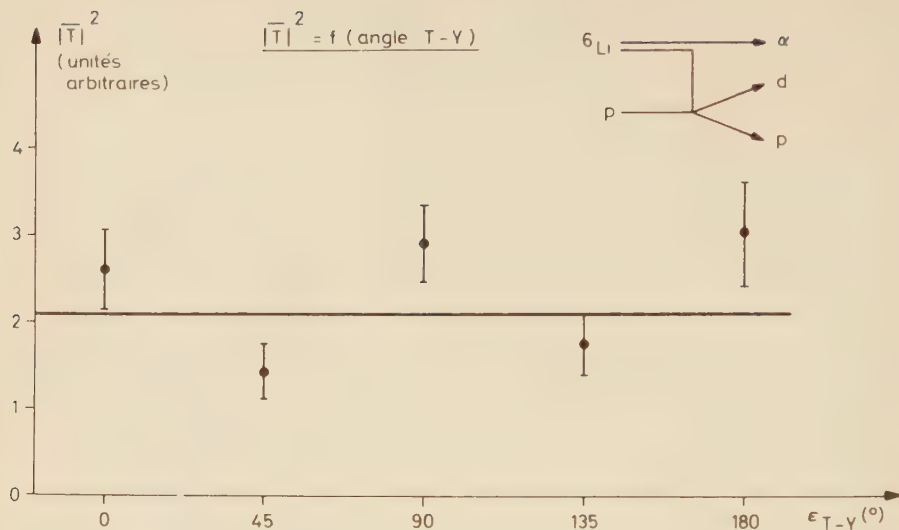


Fig. 64 : ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$, $E_0 = 50 \text{ MeV}$, $E_{\alpha} = 1,4 \text{ MeV}$
 Élément de matrice moyen $|\bar{T}|^2$ intégré sur 2,5 MeV dans la région du point
 de Treiman-Yang en fonction de l'angle de Treiman-Yang.

XI.2 Discussion et conclusions

D'après Shapiro et coll.⁽⁴⁾, le critère de T-Y peut être satisfait dans les cas suivants :

- 1) le spin de la particule échangée est 0 ou $\frac{1}{2}$
- 2) le spin de la particule échangée est différent de 0 ou $\frac{1}{2}$, mais
 - a) le moment cinétique du mouvement relatif des 2 clusters de la cible est nul
 - b) le spin total du spectateur et de la particule échangée est 0 ou $\frac{1}{2}$.

Dans le cas de la réaction $\text{H}(d, 2p)n$ le spin de la particule échangée est $\frac{1}{2}$ et pour la réaction ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ il vaut 1. Mais comme le moment cinétique du mouvement relatif du cluster $(\alpha-d)$ est nul⁽³¹⁾, le critère de T-Y peut être satisfait pour les 2 réactions.

(31) K. Wildermuth et W. McClure, Springer Tracts in Modern Physics, vol. 41, page 115

Shapiro⁽³²⁾ estime d'autre part que pour des transferts d'impulsion petits le critère peut être vérifié à partir d'une énergie incidente de l'ordre de 100 MeV. Nous avons une énergie incidente de 20 MeV dans le cas $H(d,2p)n$ et de 50 MeV pour ${}^6Li(p,pd){}^4He$. Cela correspond à 7 MeV et 43 MeV respectivement dans le centre de masse. A 7 MeV, où les conditions de validité de l'approximation d'impulsion ne sont pas réalisées, une éventuelle vérification du critère de T-Y semblerait difficile à admettre, malgré un spin $\frac{1}{2}$ de la particule échangée et une section efficace importante pour la DQL à faible transfert d'impulsion. A 43 MeV par contre la vérification du test de T-Y semble plus probable a priori.

Le but de la 2ème partie de ce travail était de déterminer par le test de T-Y si le phénomène expérimental de la DQL à 50 MeV pouvait être décrit dans la réaction ${}^6Li(p,pd){}^4He$ par un diagramme polaire uniquement. Les résultats obtenus jusqu'ici peuvent être présentés comme suit :

1) Comme nous l'avons vu (cf. chap. VI) le test de T-Y n'est pas vérifié pour la réaction $H(d,2p)n$ à 20 MeV ce qui implique qu'à l'énergie indiquée la DQL dans cette réaction ne peut être décrite par des diagrammes polaires seuls. L'application de calculs basés sur le diagramme polaire comme KWC etc. (cf. page 68) n'est donc pas justifié dans ce cas et il est normal que la valeur de la section efficace absolue calculée de cette façon soit très différente de la valeur expérimentale.

2) Pour la réaction ${}^6Li(p,pd){}^4He$ nos résultats sont compatibles avec une invariance de l'élément de matrice en fonction de l'angle de T-Y (ϵ). Cela indiquerait que la DQL dans la réaction ${}^6Li(p,pd){}^4He$ à 50 MeV peut être décrite, aux incertitudes statistiques près, par un diagramme polaire seul. La mesure de 1-2 points supplémentaires permettrait de donner plus de poids à cette conclusion. Le critère de T-Y est une condition nécessaire mais pas suffisante pour la prédominance du diagramme polaire. En effet, des diagrammes triangulaires pourraient eux aussi être compatibles avec une invariance par rotation de T-Y. Kolybasov⁽²³⁾ a examiné un certain nombre de diagrammes dans ce sens; il conclut que les cas d'invariance sont très rare et que le critère de T-Y est donc un argument très sérieux en faveur du mécanisme polaire de la réaction.

(32) I.S. Shapiro, Sov. Phys. Uspekhi 10 (1968) 515

3) Nous avons choisi un transfert d'impulsion tel que l'énergie du spectateur soit de 1,4 MeV. Cette énergie, voisine de l'énergie de liaison du cluster (α -d) qui vaut 1,47 MeV, correspond à un transfert d'impulsion relativement éloignée du pôle ce qui conduit à une section efficace faible. Nous avons été obligés de nous placer aussi loin du pôle pour éviter que la rotation de T-Y ne soit voisine d'une simple rotation autour du faisceau. Il serait donc intéressant de compléter ces recherches par le complément au critère de T-Y (cf. paragraphe V.4) qui implique des mesures en fonction de l'énergie mais qui permet de se placer plus près du pôle en transfert d'impulsion. Cela permettrait non seulement de dire si pour une certaine énergie incidente le critère de T-Y est vérifié, mais en plus il serait possible d'indiquer l'énergie à partir de laquelle les diagrammes polaires suffissent pour décrire de façon satisfaisante la DQL.

4) L'enregistrement simultané de protons, deutons, tritons, ^3He et alphas nous a permis d'observer d'autres réactions à 3 corps qui sont :



ainsi que $p + {}^6\text{Li} \longrightarrow p + d + \alpha$ avec toutes les permutations des 3 particules sortantes dans les 2 télescopes. Ces événements seront analysés dans le cadre d'une recherche spéciale ayant pour but

- d'examiner l'importance de la structure en cluster (${}^3\text{He-t}$) du ${}^6\text{Li}$
- de déterminer l'existence éventuelle d'états excités de ${}^3\text{He}$
- de déduire, à l'approximation d'impulsion, des distributions expérimentales définissant la fonction d'onde de ${}^6\text{Li}$ et de comparer ces spectres à des fonctions d'onde en impulsion proposées dans la littérature.

REMERCIEMENTS

Je prie Monsieur le professeur J. Rossel, Directeur de l'Institut de Physique, de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour avoir suggéré ce travail et suivi de près le déroulement de l'expérience.

Je tiens à exprimer à Monsieur le professeur R. Bouchez mes sincères remerciements pour avoir bien voulu s'intéresser à ce travail et accepter d'être membre du jury.

Je remercie très vivement Monsieur le professeur J.-P. Amiet de l'intérêt qu'il a toujours montré pour le problème à 3 corps.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur E. Schwarz dont les conseils et critiques ont joué un rôle déterminant dans l'élaboration de ce travail.

Ce travail est le fruit d'une collaboration constante pendant plusieurs années avec le groupe de Grenoble et ses nombreux amis : Mme M. Durand, MM. J. Arvieux, J. Beveridge, R. Corfu, J.-L. Durand, A. Fiore, C. Lunke, C. Nussbaum, C. Perrin, J. Piffaretti, E. Schwarz et J. Weber.

Je remercie Mme Anna Popova, Professeure, de l'Université de Moscou, des nombreuses discussions très utiles que nous avons eues.

Madame M. Durand a bien voulu me faire bénéficier des résultats de ses travaux. Je tiens à la remercier très vivement.

Les belles réalisations mécaniques et électroniques de ce travail sont dues à MM. J.-L. Duport, J. Durisch, E. Graf, W. Neumann et J. Poux.

Je remercie aussi Monsieur Fermé et l'équipe des opérateurs qui ont assuré le bon fonctionnement du cyclotron de Grenoble.

Enfin, je voudrais remercier Monsieur J.-P. Wagner qui s'est occupé de la reproduction de ce travail, Mlle C. Voumard de la dextérité et diligence du travail de dactylographie et Monsieur A. Schneiter de la qualité des dessins et reproductions.

APPENDICE A

Calcul de $\vartheta_2(\gamma, \epsilon)$, $\varphi_2(\gamma, \epsilon)$ et de E_2 dans le laboratoire

La figure A 1 définit les conventions utilisées pour les angles de détection et les impulsions des particules.

x, y et z sont les coordonnées du laboratoire, x', y' et z' les coordonnées du système associé à l'axe $\vec{n}$ autour duquel on fait tourner le télescope 2. Le système x', y', z' est tourné d'un angle ω autour de l'axe y du système du laboratoire (cf. fig. A 1). Nous allons exprimer $\vec{p}_2$ qui est repéré par les angles ϵ et γ dans le système x', y', z' en fonction des angles ϑ_2 et φ_2 (en coordonnées sphériques) du système du laboratoire.

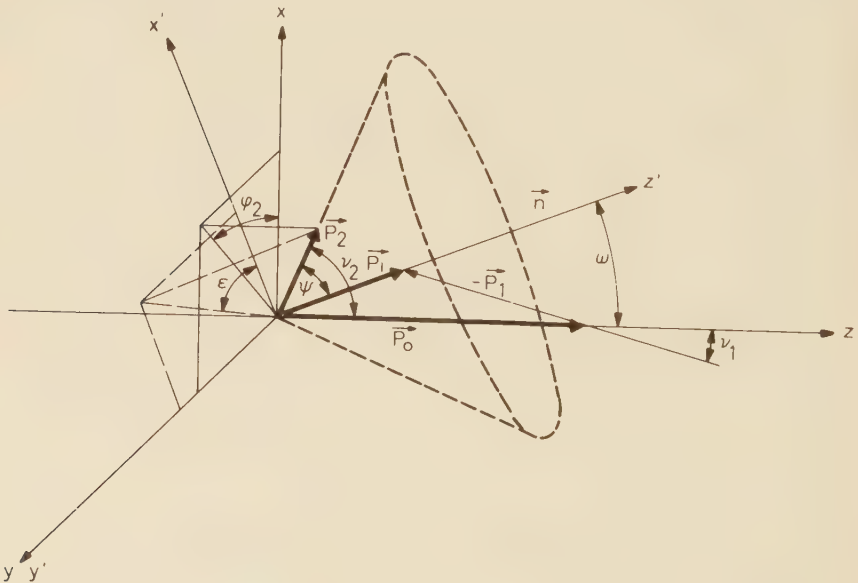


Fig. A 1 : Symboles utilisés pour les angles de détection et les impulsions des particules.

On obtient :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \omega & 0 & \sin \omega \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \omega & 0 & \cos \omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}$$

avec

$$\begin{aligned} x &= \sin \vartheta_2 \cos \varphi_2 & \text{et} & & x' &= \sin \gamma \cos \varepsilon \\ y &= \sin \vartheta_2 \sin \varphi_2 & & & y' &= \sin \gamma \sin \varepsilon \\ z &= \cos \vartheta_2 & & & z' &= \cos \gamma \end{aligned}$$

$$\text{Il vient : } \cos \vartheta_2 = \cos \gamma \cos \omega - \sin \gamma \sin \omega \cos \varepsilon$$

$$\text{tg } \varphi_2 = \frac{\sin \gamma \sin \varepsilon}{\sin \gamma \cos \omega \cos \varepsilon + \cos \gamma \sin \omega}$$

Calcul de l'énergie E_2 :

L'énergie E_2 est donnée par l'équation de la courbe cinématique $E_2^{\pm} = f(E_1, \vartheta_1, \varphi_1, \vartheta_2(\gamma, \varepsilon), \varphi_2(\gamma, \varepsilon))$. Ce calcul est fait en appendice B.

APPENDICE B

Calcul des courbes cinématiques, énergies relatives et transferts d'impulsions

1) Courbes cinématiques

Les figures 7 et 51 définissent les conventions utilisées pour les angles et la numérotation des particules.

La conservation de l'impulsion s'écrit :

$$\vec{P}_0 = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3$$

Conservation de l'énergie :

$$E_0 + Q = E_1 + E_2 + E_3$$

$$\text{où } \frac{P_0^2}{2m_0} + Q = \frac{P_1^2}{2m_1} + \frac{P_2^2}{2m_2} + \frac{P_3^2}{2m_3} \quad \text{avec } P_i^2 = 2m_i E_i$$

Les équations ci-dessus permettent d'éliminer les grandeurs cinématiques relatives à la particule (3) qui n'est pas détectée. On obtient :

$$\frac{(m_1 + m_3)E_1 + (m_2 + m_3)E_2 + 2 \cos \vartheta_{12} \sqrt{m_1 m_2 E_1 E_2} - 2 \cos \vartheta_1 \sqrt{m_0 m_1 E_0 E_1} - 2 \cos \vartheta_2 \sqrt{m_0 m_2 E_0 E_2}}{= m_3 Q + (m_3 - m_0)E_0}$$

$$\text{avec } \cos \vartheta_{12} = \frac{\vec{P}_1 \vec{P}_2}{P_1 P_2}, \quad \cos \vartheta_1 = \frac{\vec{P}_0 \vec{P}_1}{P_0 P_1}, \quad \cos \vartheta_2 = \frac{\vec{P}_0 \vec{P}_2}{P_0 P_2}$$

L'équation précédente peut être mise sous la forme :

$$A E_2 + B(E_1) \sqrt{E_2} + C(E_1) = 0$$

$$\begin{aligned} \text{avec } A &= m_2 + m_3 \\ B &= 2\sqrt{m_2} (\sqrt{m_1 E_1} \cos \vartheta_{12} - \sqrt{m_0 E_0} \cos \vartheta_2) \\ C &= (m_1 + m_3)E_1 - m_3 Q - (m_3 - m_0)E_0 - 2 \cos \vartheta_1 \sqrt{m_0 m_1 E_0 E_1} \end{aligned}$$

On a deux solutions $E_2^{\pm} = f(E_1)$

2) Energies relatives

L'énergie relative d'une paire (i,j) de particules est

$$E_{ij} = \frac{1}{2} M_{ij} \left(\frac{\vec{P}_i}{m_i} - \frac{\vec{P}_j}{m_j} \right)^2 \quad \text{avec } M_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$$

On obtient :

$$E_{12}^{\pm} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \left(\frac{E_1}{m_1} + \frac{E_2}{m_2} - \sqrt{\frac{E_1 E_2}{m_1 m_2}} \cos \mathcal{J}_{12} \right)$$

$$E_{13}^{\pm} = E_0 + Q - E_2^{\pm} + \frac{1}{m_1 + m_3} \left(2 \cos \mathcal{J}_2 \sqrt{m_0 m_2 E_0 E_2^{\pm}} - m_2 E_2^{\pm} - m_0 E_0 \right)$$

$$E_{23} = E_0 + Q - E_1 + \frac{1}{m_2 + m_3} \left(2 \cos \mathcal{J}_1 \sqrt{m_0 m_1 E_0 E_1} - m_1 E_1 - m_0 E_0 \right)$$

3) Transferts d'impulsion

Les transferts d'impulsion sont donnés simplement par

$$\vec{q}_i = \vec{p}_i - \frac{1}{2} \vec{p}_0 \quad (i = 1, 2, 3) \quad \text{pour la réaction } H(d, 2p)n$$

et $\vec{q}_i = \vec{p}_i$ (i = 1, 2, 3) pour les réactions ${}^6\text{Li}(p, p\alpha){}^2\text{H}$ et ${}^6\text{Li}(p, p\alpha){}^4\text{He}$.

APPENDICE C

Jacobien de passage de l'antilaboratoire (AL) au laboratoire

$$\frac{d^3\sigma}{dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2} = J \frac{d^3\sigma^*}{dE_1^* d\Omega_1^* d\Omega_2^*}$$

$$J = \begin{vmatrix} \frac{\partial E_1^*}{\partial E_1} & \frac{\partial \mu_1^*}{\partial E_1} & \frac{\partial \mu_2^*}{\partial E_1} \\ \frac{\partial E_1^*}{\partial \mu_1} & \frac{\partial \mu_1^*}{\partial \mu_1} & \frac{\partial \mu_2^*}{\partial \mu_1} \\ \frac{\partial E_1^*}{\partial \mu_2} & \frac{\partial \mu_1^*}{\partial \mu_2} & \frac{\partial \mu_2^*}{\partial \mu_2} \end{vmatrix} \quad \text{avec } \mu_i = \cos \vartheta_i$$

La conservation de l'impulsion et de l'énergie s'écrit dans l'AL :

$$-\frac{m_c}{m_o} \vec{P}_0 = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3$$

$$\frac{m_c}{m_o} E_o + Q = \frac{\vec{P}_1^2}{2m_1} + \frac{\vec{P}_2^2}{2m_2} + \frac{\vec{P}_3^2}{2m_3} \quad (m_c = \text{masse cible})$$

D'autre part : $\vec{P}_i = \vec{P}_i - \frac{m_i}{m_o} \vec{P}_0$

$$E_i^* = E_i - 2 \cos \vartheta_i \sqrt{\frac{m_i}{m_o} E_o E_i} + \frac{m_i}{m_o} E_o \quad (i = 1, 2, 3)$$

On obtient :

$$\frac{\partial E_1^*}{\partial E_1} = 1 - \frac{m_1}{m_o} \frac{P_o}{P_1} \mu_1$$

$$\frac{\partial \mu_1^*}{\partial E_1} = \frac{m_o}{P_o P_1^*}$$

$$\frac{\partial E_1^*}{\partial \mu_1} = -\frac{P_o P_1}{m_o}$$

$$\frac{\partial \mu_1^*}{\partial \mu_1} = \frac{P_1}{P_1^*}$$

$$\frac{\partial E_1^*}{\partial \mu_2} = \frac{\partial \mu_1^*}{\partial \mu_2} = \frac{\partial \mu_2^*}{\partial E_1} = \frac{\partial \mu_2^*}{\partial \mu_1} = 0$$

$$\text{Donc } J = \frac{\partial \mu_2^*}{\partial \mu_2} \left\{ \underbrace{\frac{\partial E_1^*}{\partial \mu_1} \cdot \frac{\partial \mu_1^*}{\partial \mu_2}}_0 - \underbrace{\frac{\partial E_1^*}{\partial \mu_2} \cdot \frac{\partial \mu_1^*}{\partial \mu_1}}_{-\frac{P_1}{P_1^*}} \right\}$$

$$J = \frac{\partial \mu_2^*}{\partial \mu_2} \cdot \frac{P_1}{P_1^*}$$

Calcul de $\frac{\partial \mu_2^*}{\partial \mu_2}$:

$$\mu_2^* = \frac{P_2 \mu_2 - \frac{m_2}{m_0} P_0}{P_2^*}$$

$$\frac{\partial \mu_2^*}{\partial \mu_2} = \frac{P_2 + \mu_2 \frac{\partial P_2}{\partial \mu_2}}{P_2^*} - \frac{\frac{\partial P_2}{\partial \mu_2} \left(P_2 \mu_2 - \frac{m_2}{m_0} P_0 \right)}{P_2^{*2}}$$

$\frac{\partial P_2}{\partial \mu_2}$ se calcule à partir de l'équation $E_2 = f(E_1)$ pour les courbes cinématiques dans le laboratoire (cf. appendice B) :

$$(m_1 + m_3) E_1 + (m_2 + m_3) E_2 + 2 \mu_{12} \sqrt{m_1 m_2 E_1 E_2} - 2 \mu_1 \sqrt{m_0 m_1 E_0 E_1} - 2 \mu_2 \sqrt{m_0 m_2 E_0 E_2} = m_3 Q + (m_3 - m_0) E_0$$

$$\text{avec } \frac{\partial E_2}{\partial \mu_2} = \frac{P_2}{m_2} \frac{\partial P_2}{\partial \mu_2}$$

Le calcul donne :

$$\frac{\partial P_2}{\partial \mu_2} = \frac{P_2 \left(P_0 - P_1 \frac{\partial \mu_{12}}{\partial \mu_2} \right)}{A P_2 - P_0 \mu_2 + P_1 \mu_{12}}$$

$$\text{Avec } A = \frac{m_2 + m_3}{m_2}$$

$$\text{Comme } \mu_{12} = \sqrt{1 - \mu_1^2} \sqrt{1 - \mu_2^2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \mu_1 \mu_2$$

$$\text{on a : } \frac{\partial \mu_{12}}{\partial \mu_2} = \mu_1 - \mu_2 \sqrt{\frac{1 - \mu_1^2}{1 - \mu_2^2}} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

$\frac{\partial P_2}{\partial \mu_2}$ se calcule à partir des relations

$$E_2^* = E_2 - \frac{P_0 P_2}{m_0} \mu_2 + \frac{m_2}{m_0} E_0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial P_2}{\partial \mu_2} = \frac{m_2}{P_2^*} \cdot \frac{\partial E_2^*}{\partial \mu_2}$$

$$\text{donc } \frac{\partial E_2^*}{\partial \mu_2} = \frac{\partial E_2}{\partial \mu_2} - \frac{\partial p_2}{\partial \mu_2} \cdot \frac{p_0 \mu_2}{m_0} - \frac{p_0 p_2}{m_0}$$

$$\downarrow$$

$$\frac{p_2}{m_2} \cdot \frac{\partial p_2}{\partial \mu_2}$$

En introduisant toutes ces valeurs dans l'expression pour $\frac{\partial \mu_2^*}{\partial \mu_2}$
on obtient finalement :

$$\frac{\partial \mu_2^*}{\partial \mu_2} = \frac{p_2^2}{p_2^{*2}} \left\{ \frac{A p_2^* - p_0 \mu_2^* + p_1 \mu_{12}^*}{A p_2 - p_0 \mu_2 + p_1 \mu_{12}} \right\}$$

donc

$$J = \frac{p_1 p_2^2}{p_1^* p_2^{*2}} \left\{ \frac{A p_2^* - p_0 \mu_2^* + p_1 \mu_{12}^*}{A p_2 - p_0 \mu_2 + p_1 \mu_{12}} \right\}$$

CURRICULUM VITAE

Nom : EGGER
Prénom : Jean-Pierre
Né le : 27 juin 1939 à Lucerne
Communes d'origine : Neuchâtel et Berne

1946 - 1951 : Ecole primaire à Lucerne
1951 - 1955 : Collège secondaire de Lucerne
1955 - 1959 : Apprentissage de droguiste à Hergiswil (NW)
1959 - 1960 : Ecole Suisse de Droguerie, Neuchâtel
1960 - 1962 : Gymnase par correspondance, Akademikergemeinschaft Zürich
Maturité fédérale type C
1962 - 1967 : Etudes de physicien à l'Institut de Physique de l'Université
de Neuchâtel
1967 - 1971 : Assistant du Prof. J. Rossel à l'Institut de Physique de
Neuchâtel
Domaine de recherche :
Réactions $^2\text{H}(\text{n}, \text{nnp})$ à 14 MeV et $^7\text{Li}(\text{d}, \alpha\alpha)\text{n}$ à 3 MeV
(Neuchâtel)
Réactions $\text{H}(\text{d}, 2\text{p})\text{n}$ à 20 MeV; $^6\text{Li}(\text{p}, \text{pd})^4\text{He}$ et
 $^6\text{Li}(\text{p}, \text{p}\alpha)^2\text{H}$ à 50 MeV (Grenoble).

Neuchâtel, novembre 1971

